

# Strömung und Mischung im Primärzonenbereich von modernen Gasturbinenbrennkammern

Vom Fachbereich Maschinenbau  
an der Technischen Universität Darmstadt  
zur  
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Markus Gnirß**

aus Weinheim

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer
Tag der Einreichung:	14.08.2008
Tag der mündlichen Prüfung:	29.10.2008
D17 (Diss. Darmstadt)	



Für Widmungen und Kommentare





# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet für *Strömungslehre und Aerodynamik* (SLA) der *Technischen Universität Darmstadt* (TUD). Die Finanzierung dieser Arbeit erfolgte durch die *Deutsche Forschungsgemeinschaft* (DFG) im Rahmen des Teilprojekts C2 “Strömung und Mischung im Primärzonenbereich von Gasturbinenbrennkammern” innerhalb des *Sonderforschungsbereichs* (SFB) 568 “Strömung und Verbrennung in zukünftigen Gasturbinenbrennkammern”.

Dem Leiter des Fachgebietes SLA, Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. C. Tropea, danke ich für das Vertrauen und die Unterstützung bei der Bearbeitung des Projekts in Form von wertvollen Ratschlägen und der ausgezeichneten Arbeitsumgebung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer danke ich für die Übernahme des Koreferats. Außerdem möchte ich ihm und seinem Vorgänger Prof. D.K. Hennecke Ph.D. für zahlreiche, anregende Diskussionen und die Möglichkeit der Durchführung von umfangreichen Voruntersuchungen am Brennkammerprüfstand des Fachgebiets für *Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe* (GLR) danken.

Ferner möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Janicka und seinen Mitarbeitern vom Fachgebiet für *Energie- und Kraftwerkstechnik* (EKT) für die Leitung und Organisation des SFB 568 danken, ohne die das Projekt nicht zustande gekommen wäre.

In diesem Zusammenhang möchte ich ebenfalls der DFG meinen Dank für die Finanzierung der Promotionsstelle und der benötigten Investitionsmittel, insbesondere des PIV-Messsystems, aussprechen.

In besonderem Maße gilt mein Dank meinen Kollegen, die durch ein angenehmes Arbeitsklima für eine gleich bleibende Motivation sorgten und mir bei so mancher Problembewältigung mit Rat und Tat zur Seite standen. In dieser Hinsicht möchte ich mich im Speziellen bei Dr.-Ing. S. Grundmann und Dipl.-Ing. J. Kriegseis bedanken, die mich bei Fragen der Daten- und Textverarbeitung über die Arbeitszeit hinaus unterstützten, sowie Prof. Dr.-Ing. N. Damaschke und Dr.-Ing. habil. H. Nobach für die ausdauernde Beratung in allen messtechnischen Fragen. Herrn Dr. rer. nat. H. Marschall möchte ich für fundierte Beratung in allen

Fragen der Strömungsmechanik danken.

Des Weiteren möchte ich mich bei allen Studenten bedanken, die als Studienarbeiter sowie als engagierte Hilfskräfte zur Verwirklichung dieser Arbeit beigetragen haben. Hierzu zählen: Gunar Gramlich, Fabian Schulz, Martin Spychalski, Benjamin Jastrow und Mustafa Yüksel sowie Tobias Dehler.

Weiterhin möchte ich mich bei der Leiterin der Feinmechanikwerkstatt des Fachgebiets, Frau I. Kaufhold, und ihrem Team, T. Geelhar, J. Heyl und H.-R. Wastel, sowie allen beteiligten Auszubildenden für die Fertigung des Prüfstands sowie der hervorragenden Beratung in konstruktiven Fragen bedanken. Ebenso gilt mein Dank der Fachgebietswerkstatt für Elektronik in Person von M. Weiß und D. Schey sowie allen hier beschäftigten Auszubildenden, die alle angefallenen elektrischen Arbeiten durchgeführt haben.

Ein entscheidender Grundstein zum Gelingen dieser Arbeit wurde in meinen ersten beiden Jahren am Fachgebiet SLA gelegt, in denen ich zusammen mit meinem direkten Vorgänger als Bearbeiter des Teilprojekts C2, Dr.-Ing. Jens Findeisen vom Fachgebiet GLR, die genutzten Messtechniken für die Messaufgabe in der Modellbrennkammer optimieren und wesentliche Erkenntnisse über die Strömung erlangen konnte. Als guter Freund stand er mir dabei weit über den Zeitraum seiner Tätigkeit am Fachgebiet GLR bis heute als qualifizierter Ansprechpartner und Ratgeber hilfreich zur Verfügung, wofür ich mich an dieser Stelle besonders bedanken möchte.

Schließlich möchte ich meinen Eltern danken, die mir während meiner Ausbildungszeit sowie während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter ihre volle Unterstützung haben zukommen lassen und stets ein wichtiger Rückhalt waren.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Doktorarbeit unter der Betreuung von Prof. Dr.-Ing. C. Tropea nur mit den angegebenen Hilfsmitteln selbständig angefertigt zu haben.

Weinheim, den 14.08.2008,

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Martin Spychalski', with a stylized flourish at the end.

# Überblick

Die Entwicklung und Optimierung von Brennkammern für Flugtriebwerke erfolgt in den letzten Jahren zunehmend mittels numerischer Strömungssimulationen. Dennoch liefern experimentelle Untersuchungen immer noch wesentliche Erkenntnisse, um sowohl neue Strategien zur Verringerung des Schadstoffausstoßes zu erarbeiten, als auch die Modellentwicklung voranzutreiben. Die vorliegende Arbeit stellt einen solchen experimentellen Beitrag dar mit Fokus auf das Strömungs- und Mischungsverhalten in einem Modell einer fett-mager-gestuften Ringbrennkammer, bestehend aus 5 Dralldüsen und zwei gegenüberliegenden Reihen von Sekundärluftbohrungen.

Der untersuchte Parameterraum beinhaltet neben den Variationen von Hauptmassenstrom und Impulsverhältnis zwischen Sekundärluftstrahlen und Hauptströmung zusätzlich eine Variation der Zuströmbedingung der Sekundärluft in Form einer Bypassströmung. Nach einer ausführlichen Diskussion des stationären und instationären Strömungs- und Mischungsverhaltens ohne Bypass, wird zunächst der Einfluss dieser Bypassströmung auf die Durchflussbeiwerte aufgezeigt. Anschließend werden daraus resultierende Veränderungen der Strömung innerhalb des Brennkammermodells diskutiert.

Um systematische Fehler durch Rückkopplungen der Messsysteme auf die Strömung zu vermeiden, wurden mit LDV (*Laser Doppler Velocimetry*), PIV (*Particle Image Velocimetry*) und QLS (*Quantitative Light-Sheet*) nur aktuelle, berührungslose Lasermesstechniken eingesetzt. Unvermeidbare Fehler durch Rauschen, welches den Messverfahren anhaftet, werden innerhalb der jeweiligen Abschnitte quantifiziert und nach Möglichkeit korrigiert, um die Qualität der Messergebnisse als Vergleichsdaten für die Validierung numerischer Strömungssimulationen zu gewährleisten.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Schadstoffe . . . . .	2
1.1.1	CO <sub>2</sub> und H <sub>2</sub> O . . . . .	2
1.1.2	UHC, CO und Ruß . . . . .	5
1.1.3	SO <sub>2</sub> . . . . .	6
1.1.4	NO <sub>x</sub> . . . . .	6
1.2	Schadstoffvermeidung . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Problemstellung</b>	<b>12</b>
2.1	Die Brennkammerströmung . . . . .	12
2.2	Stand der Forschung . . . . .	14
2.2.1	Drallströmungen . . . . .	15
2.2.2	Jet-in-Crossflow . . . . .	19
2.2.3	Einblasung in eine verdrehte Hauptströmung . . . .	22
2.3	Aktuelle Tätigkeiten . . . . .	24
2.3.1	Ziele der Arbeit . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Aufbau</b>	<b>28</b>
3.1	Modellbildung . . . . .	28
3.2	Dralldüse . . . . .	32
3.3	Peripheriegeräte . . . . .	33
3.4	Betriebsparameter . . . . .	35
3.4.1	Unsicherheit der Betriebsparameter . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Messtechnik und Datenanalyse</b>	<b>42</b>
4.1	Übersicht . . . . .	42
4.1.1	Tracerpartikel . . . . .	43
4.2	Laser Doppler Velocimetry (LDV) . . . . .	46
4.2.1	Turbulenzspektren . . . . .	47
4.3	Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	49
4.4	Konzentrationsmessungen (QLS) . . . . .	52
4.4.1	Aufbau . . . . .	54
4.4.2	Signalverarbeitung . . . . .	60
4.4.3	Mischungsquantifizierung (Ungemischtheit) . . . .	65

4.4.4	Rauschen . . . . .	71
4.5	Kombinierte Messverfahren (QLS/PIV) . . . . .	82
4.5.1	Zufällige Fehler . . . . .	82
4.5.2	Systematische Fehler . . . . .	84
4.5.3	Proper Orthogonal Decomposition (POD) . . . . .	90
4.6	Statistische Sicherheit . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Numerische Simulationen</b>	<b>101</b>
5.1	Modellierung . . . . .	101
5.1.1	Rechengitter und Randbedingungen . . . . .	104
5.1.2	Turbulenzmodell . . . . .	105
5.1.3	Validierung . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>109</b>
6.1	Grundströmung . . . . .	110
6.1.1	Mittleres Strömungsbild . . . . .	110
6.1.2	Instationäre Betrachtung . . . . .	119
6.2	Massenstromvariation . . . . .	131
6.3	Variation des Impulsverhältnisses . . . . .	134
6.4	Variation der Bypassströmung . . . . .	146
6.4.1	Durchflussbeiwerte . . . . .	146
6.4.2	Mischkammerströmung . . . . .	152
6.5	Beurteilung der Ergebnisse im Brennkammerkontext . . . . .	160
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>167</b>
A.1	Theoretisches Lichtschnittintensitätsprofil . . . . .	167
A.2	Lichtschnittkoordinaten . . . . .	168
A.2.1	Generierung des Streifenmusters . . . . .	168
A.2.2	Transformation der Intensität . . . . .	168
A.3	Vertrauensintervalle . . . . .	171
A.4	Turbulenzspektren . . . . .	181

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Anstieg des Flugverkehrs nach [63] . . . . .	1
1.2	Kreisprozess von Gasturbinen im $h$ - $s$ -Diagramm nach [60]	4
1.3	Schnitt durch ein Flugtriebwerk, PW 6000 von <i>Pratt &amp; Whitney</i> aus [60] . . . . .	4
1.4	NO <sub>x</sub> -Diagramme nach [113] in Abhängigkeit der Verweilzeit	7
1.5	Brennkammerkonzepte nach [60] . . . . .	8
1.6	NO <sub>x</sub> -Grenzwerte der nach CAEP/ICAO [64] . . . . .	9
1.7	NO <sub>x</sub> -Ausstoß der TALON-Brennkammerfamilie nach [67]	10
2.1	Typische Brennkammer, schematisch nach [60] . . . . .	12
2.2	<i>Spiral Breakdown</i> , schematisch nach [24] . . . . .	17
2.3	<i>Jet in Crossflow</i> , schematisch nach [47] . . . . .	20
2.4	Validierung von numerischen Simulationen aus [73], $z=0$ mm, $\dot{m}=20$ g/s, $J=0$ . . . . .	27
3.1	Modellbildung . . . . .	29
3.2	Mischkammermodell mit optischen Zugängen und Bypass- regulierung . . . . .	31
3.3	Dralldüse . . . . .	32
3.4	Prüfstand mit Messtechnik (QLS/PIV) . . . . .	34
3.5	Kennlinie, Hauptstrom . . . . .	37
3.6	Kennlinie, Nebenstrom . . . . .	40
4.1	Seedingaufbereitung (schematisch) . . . . .	46
4.2	Besetzung der Slots für die Slotting-Technik . . . . .	49
4.3	<i>In-Plane</i> -Verschiebung der Partikel, $y=0$ mm, $\dot{m}=24$ g/s, $J=100$ . . . . .	50
4.4	Reynoldsspannungen $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=24$ g/s, $J=100$ . . . . .	51
4.5	Strahlgang und Wandabstand bei verschiedenen Kamera- anordnungen, schematisch . . . . .	55
4.6	Lichtschnitt für Konzentrationsmessungen . . . . .	57
4.7	Intensitätsprofil des Lichtschnitts . . . . .	58
4.8	Sphärische Aberration (schematisch) . . . . .	59

4.9	Vergleich der Lichtschnittintensitäten während einer Mes- sung, tiefpassgefiltert . . . . .	63
4.10	Zur Herleitung der Ungemischtheit . . . . .	69
4.11	Kurvenschar der Ungemischtheitstransformation . . . . .	69
4.12	Kalibrierkurve des Rauschens bei Konzentrationsmessungen	72
4.13	Typische Rauschverteilung bei Konzentrationsmessungen, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	73
4.14	Fehler der Ungemischtheit ohne Korrektur, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	74
4.15	Fehler der Ungemischtheit durch Taylorreihenkorrektur 2-ter Ordnung, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	75
4.16	Fehler der Ungemischtheit nach Dämpfung der Fluktua- tionen, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	76
4.17	Ablaufplan der Entfaltung . . . . .	79
4.18	Häufigkeiten beim Entfaltungsvorgang mit 100000 Stich- proben . . . . .	80
4.19	Ungemischtheit und Fehler im Verlauf der Iteration bei 100000 Stichproben . . . . .	80
4.20	Häufigkeiten beim Entfaltungsvorgang mit 1000 Stichpro- ben . . . . .	81
4.21	Ungemischtheit und Fehler im Verlauf der Iteration bei 1000 Stichproben . . . . .	81
4.22	Fehler der Ungemischtheit nach Entfaltung, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	83
4.23	Turbulente Flüsse $\overline{u'c'}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . .	84
4.24	Turbulente Flüsse $\overline{w'c'}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . .	85
4.25	Konzentrationen und Konzentrationsgradient, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$ . . . . .	87
4.26	Systematische Fehler der Geschwindigkeiten ohne <i>Win- dow Deformation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$ . . . . .	87
4.27	Systematische Fehler der Geschwindigkeiten mit <i>Window Deformation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$ . . . . .	88
4.28	Turbulente Flüsse, IA $32 \times 32$ Px <sup>2</sup> , ohne <i>Window Defor- mation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$ . . . . .	89
4.29	Fehlerdifferenz zwischen IA $64 \times 64$ Px <sup>2</sup> und IA $32 \times 32$ Px <sup>2</sup> , ohne <i>Window Deformation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$	89
4.30	Fehlerdifferenz zwischen IA $32 \times 32$ Px <sup>2</sup> und IA $16 \times 16$ Px <sup>2</sup> , ohne <i>Window Deformation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$	90
4.31	Fehlerdifferenz zwischen IA $64 \times 64$ Px <sup>2</sup> und IA $32 \times 32$ Px <sup>2</sup> , mit <i>Window Deformation</i> , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=400$ .	90

4.32	Vergleich von gemeinsamer und getrennter POD, Mode #1, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	93
4.33	Vergleich von gemeinsamer und getrennter POD, Mode #2, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	94
4.34	Einfluss des Rauschens auf die Energieverteilung der POD- Moden . . . . .	95
4.35	Einfluss des Rauschens auf die Form der POD-Moden . .	96
4.36	Autokorrelationskoeffizientenfunktionen der $w$ -Geschwindig- keiten, $x=-55$ mm, $z=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=0$ . . . . .	98
4.37	95%-Vertrauensintervalle der Konzentration und Konzen- trationsvarianz, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	99
4.38	95%-Vertrauensintervalle der Ungemischtheitsberechnung, $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	100
5.1	Vergleich der Durchflussbeiwerte, Experiment und Litera- turangaben nach [31] . . . . .	102
5.2	Einfluss der Drallströmung, PIV-Daten (skaliert), $y=0$ mm, $J$ -Variation, Klappe #0 . . . . .	103
5.3	Einfluss der Drallströmung, PIV-Daten (skaliert), $y=0$ mm, $J$ -Variation, Klappe #6 . . . . .	103
5.4	Simulationsbereich . . . . .	105
5.5	Gitterausschnitt im Bereich der Sekundärluftbohrung, $y=0$ mm . . . . .	105
5.6	Durchflussbeiwerte, Variation der Wandstärke $w$ . . . . .	107
5.7	Durchflussbeiwerte, Variation der Einlaufkante . . . . .	107
5.8	Vergleich zwischen PIV und RANS im Nebenstrom, $y=0$ mm, $J=\infty$ , Klappe #0 . . . . .	108
6.1	Charakteristisches Strömungsbild, Längsschnitt, $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	110
6.2	Konzentration und Mischung, $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	112
6.3	Geschwindigkeiten, $x$ -Variation, $J=100$ (a) . . . . .	114
6.4	Geschwindigkeiten, $x$ -Variation, $J=100$ (b) . . . . .	115
6.5	Konzentration, $y$ -Variation, $J=100$ . . . . .	116
6.6	Ungemischtheit, $y$ -Variation, $J=100$ . . . . .	117
6.7	$z$ -gemittelte Ungemischtheit, $y$ -Variation, $J=100$ . . . . .	118
6.8	Turbulente Flüsse $\overline{u'c'}$ & $\overline{w'c'}$ , $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	120
6.9	Leistungsverteilung der POD . . . . .	121
6.10	POD, Mode #1, $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	122
6.11	POD, Mode #2, $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	123



6.12	POD, Mode #3, $y=0$ mm, $J=100$ . . . . .	124
6.13	Turbulenzspektren, $\dot{m}=12$ g/s, $x=-55$ mm, $z=0$ mm . .	127
6.14	Vergleich der PVC-Frequenz . . . . .	129
6.15	Vergleich der Frequenz der Öffnungswinkelschwingung . .	131
6.16	Reynoldsspannung $\overline{u'^2}$ , Massenstromvariation, $y=0$ mm, $J=0$ . . . . .	132
6.17	Reynoldsspannung $\overline{w'^2}$ , Massenstromvariation, $y=0$ mm, $J=0$ . . . . .	133
6.18	Reynoldsspannung $\overline{u'w'}$ , Massenstromvariation, $y=0$ mm, $J=0$ . . . . .	134
6.19	Konzentrationen, $y=0$ mm, $J$ -Variation . . . . .	135
6.20	Ungemischtheit, $y=0$ mm, $J$ -Variation . . . . .	136
6.21	$z$ -gemittelte Ungemischtheit, $y=0$ mm, $J$ -Variation . . .	137
6.22	Mode #1 bzw. #2, $y=0$ mm, $J$ -Variation . . . . .	139
6.23	Parameter der Strömungselemente, $y=0$ mm, $J$ -Variation	141
6.24	Geschwindigkeiten, $z=0$ mm, $J$ -Variation . . . . .	142
6.25	Öffnungswinkel $\alpha$ , $z=0$ mm, $J$ -Variation . . . . .	143
6.26	POD-Analyse, Mode #1, $z=0$ mm, $J=0$ . . . . .	145
6.27	Vergleich zwischen PIV und RANS im Nebenstrom, $y=0$ mm, $J=\infty$ , Klappe #0, identisch zu Abbildung 5.1 .	147
6.28	Durchflussbeiwerte, Variation der Wandstärke $w$ , iden- tisch zu Abbildung 5.2 . . . . .	148
6.29	Durchflussbeiwerte, Variation der Einlaufkante, identisch zu Abbildung 5.3 . . . . .	148
6.30	Strömung durch die Einblaselöcher, Absolutgeschwindig- keit $ \vec{u} $ , $y=0$ mm, $J=\infty$ . . . . .	150
6.31	Strömung durch die Einblaselöcher, statischer Druck $p_s$ , $y=0$ mm, $J=\infty$ . . . . .	151
6.32	Jeteindringverhalten, PIV-Daten, $y=0$ mm, $J=100$ , By- passvariation . . . . .	153
6.33	Jeteindringverhalten, PIV-Daten, $y=0$ mm, $J=400$ , By- passvariation . . . . .	153
6.34	Parameter der Strömungselemente, $y=0$ mm, $J=100$ und $J=400$ , $\Upsilon$ -Variation . . . . .	154
6.35	Öffnungswinkel $\alpha$ , $z=0$ mm, $J$ -Variation, Klappe #0 und #6 . . . . .	156
6.36	Mittlere Konzentration, $y=0$ mm . . . . .	157
6.37	Ungemischtheit, $y=0$ mm . . . . .	158
6.38	$z$ -gemittelte Ungemischtheit, $y=0$ mm, $J=100$ und $J=400$ , Bypass-Variation . . . . .	159

A.1	Streifenmuster zur Koordinatentransformation, CAM1 . . .	168
A.2	Lichtschnittkoordinaten . . . . .	169
A.3	Vertrauensintervall der mittleren Geschwindigkeit $\overline{u}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	171
A.4	Vertrauensintervall der mittleren Geschwindigkeit $\overline{w}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	172
A.5	Vertrauensintervall der mittleren Konzentration $\overline{c}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	173
A.6	Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung $\overline{u'^2}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	174
A.7	Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung $\overline{w'^2}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	175
A.8	Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung $\overline{u'w'}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	176
A.9	Vertrauensintervall der mittleren Konzentrationsfluktua- tionen $\overline{c'^2}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	177
A.10	Vertrauensintervall der turbulenten Flüsse $\overline{u'c'}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	178
A.11	Vertrauensintervall der turbulenten Flüsse $\overline{w'c'}$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	179
A.12	Vertrauensintervall der Ungemischtheit $U$ , $y=0$ mm, $\dot{m}=12$ g/s, $J=100$ . . . . .	180
A.13	Turbulenzspektren, $\dot{m}=12$ g/s, $x=-55$ mm, $z=0$ mm (a)	181
A.14	Turbulenzspektren, $\dot{m}=12$ g/s, $x=-55$ mm, $z=0$ mm (b)	182
A.15	Turbulenzspektren, $\dot{m}=12$ g/s, $x=-55$ mm, $z=0$ mm (c)	183
A.16	Turbulenzspektren, $\dot{m}=12$ g/s, $x=-55$ mm, $z=0$ mm (d)	184

# Nomenklatur

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\alpha$	°	Öffnungswinkel der Drallströmung
$\beta$	°	Bohrungswinkel, Jeteindringwinkel
$\Delta d_E$	mm	Eindringdifferenz der Sekundärluftjets
$\Delta p_{\text{Laskin}}$	bar	Druckdifferenz der Laskin-Düse
$\Delta t$	$\mu\text{s}$	Zeit zwischen den Laserpulsen (PIV)
$\Delta T$	s	Zeitabstand zwischen zwei Messungen
$\dot{I}$	$\text{kg}/\text{m s}$	Impulsflussdichte
$\dot{m}$	$\text{kg}/\text{s}$	Massenstrom
$\dot{Q}$	$\text{kJ}/\text{s}$	Wärmestrom
$\dot{V}$	$\text{m}^3/\text{s}$	Volumenstrom
$\eta$	—	Korrelationskoeffizient
$\eta$	$\mu\text{Pa s}$	dynamische Viskosität
$\kappa$	—	Adiabatenexponent
$\lambda$	$\text{m}^2/\text{s}^2$	Energie der Moden im Rahmen POD
$\mathcal{R}$	—	Filterfunktion des Rauschens (Entfaltung)
Ma	—	Machzahl
Re	—	Reynoldszahl
$\text{Sr}_{\text{PVC}}$	—	Strouhalzahl des PVC
$\mu$	—	Massenverhältnis
$\nu$	$\text{m}^2/\text{s}$	kinematische Viskosität
$\Phi$	—	Kraftstoff-Luft-Verhältnis
$\phi_i$	—	Modenvektor im Rahmen der POD
$\pi_{ij}$	$\text{m}^2/\text{s}^2$	Geschwindigkeitsprodukt
$\psi_i$	$\text{m}/\text{s}$	Bildvektor im Rahmen der POD
$\rho_{uu}$	—	Korrelationskoeffizientenfunktion
$\tau$	s	Slotbreite
$\Upsilon$	—	Bypassparameter
$\varrho$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte
$\vec{e}_s$	—	Aufspannrichtung des Lichtschnitts
$\vec{e}_t$	—	Ausbreitungsrichtung des Lichtschnitts
$\vec{e}_{LDV}$	—	Messrichtung des LDV-Geräts
$\vec{u}$	$\text{m}/\text{s}$	Geschwindigkeitsvektor

$a$	m/s	Amplitude im Rahmen POD
$a$	m/s	Schallgeschwindigkeit
$A$	—	Winkeleinfluss (QLS)
$A$	m <sup>2</sup>	Fläche
$a_{x,z,s}$	Px	Anteil des Streifens $s$ am Pixel $x, z$ (Transformation der Intensität)
$b$	mm	Mischkammerbreite
$b_{x,s}$	Px	Streifenbreite (Transformation der Intensität)
$c$	—	Konzentration
$C$	—	Kameraintensität, Bilderserie <sup>1</sup> (QLS)
$c_\infty$	m/s	absolute Fluggeschwindigkeit
$c_D$	—	Durchflussbeiwert
$d$	mm	Abstand
$D$	—	Dunkelstrom (QLS)
$d_{SL}$	mm	Durchmesser der Sekundärluftbohrung
$D_a$	mm	Dralldüsenaußendurchmesser
$D_i$	mm	Dralldüseninnendurchmesser
$D_p$	μm	Partikeldurchmesser
$d_r$	mm	Abstand zum Punkt der direkten Reflexion
$D_S$	mm	Laserstrahldurchmesser
$d_w$	mm	Wandabstand
$d_{LS}$	mm	Lichtschnittdicke
$f$	—	diverse Faktoren <sup>2</sup>
$f$	Hz	Frequenz, allgemein
$f$	mm	Brennweite, allgemein
$f_\alpha$	Hz	Frequenz der Öffnungswinkelschwingung
$f_{PVC}$	Hz	PVC-Frequenz
$f_{SL}$	mm	Abstand der Einblaseebene zur Dralldüse
$f_\mu$	—	relatives Massenverhältnis
$h$	kJ/kg	spezifische Enthalpie
$h$	mm	Höhe
$H$	—	Häufigkeit
$h'_{LS}$	mm	beschnittene Lichtschnitthöhe
$H^0$	—	Hintergrund durch Reflexionen (QLS)
$h_F$	mm	Fasenhöhe (Einlaufkante der Sekundärluftbohrungen)
$h_{LS}$	mm	unbeschnittene Lichtschnitthöhe
$I$	—	Intensität

---

<sup>1</sup>Für Indizes siehe Tabelle 4.4

<sup>2</sup>Die jeweiligen Indizes haben nur lokale Bedeutung

$J$	—	Impulsverhältnis
$k$	—	diverse Konstanten <sup>3</sup>
$L$	mm	Mischkammerlänge
$m$	—	Mode-Nummerierung
$N$	—	Gesamtanzahl (z.B. Messwerte)
$p$	Pa	Druck
$P$	—	Maß für die Partikelanzahl
$Q_R$	—	Quantisierungsrauschen (Entfaltung)
$r$	mm	Radius
$R$	J/kg K	Gaskonstante von Luft
$R$	mm	charakteristischer Radius
$r_E$	—	Einlaufradius (Einlaufkante der Sekundärluftbohrungen)
$R_{ij}$	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>	Kovarianzmatrix im Rahmen der POD
$R_{uu}$	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>	Autokorrelationsfunktion
$s$	—	Schlupf
$s$	J/kg K	spezifische Entropie
$S$	—	Drallzahl
$s, t$	—	Lichtschnittkoordinaten
$s_{SL}$	mm	Lochabstand
$S_{uu}$	m <sup>2</sup> /s	Leistungsdichtespektrum der $u$ -Geschwindigkeit
$S_{ww}$	m <sup>2</sup> /s	Leistungsdichtespektrum der $w$ -Geschwindigkeit
$t$	mm	Teilung (Abstand der Drallerzeuger)
$t$	s	Zeit
$T$	K	Temperatur
$T_I$	s	integrales Zeitmaß
$u$	m/s	Geschwindigkeit
$U$	—	Ungemischtheit
$u, v, w$	m/s	Geschwindigkeitskomponenten, kartesisch
$U_1, U_2$	—	Zufallszahlen
$V_B$	m <sup>3</sup>	Volumen der Beruhigungskammer
$w$	m/s	Relativgeschwindigkeit
$w$	mm	Wandstärke
$W_{ij}$	—	Wichtungsfaktor
$x, y, z$	Px	kamerafestes Koordinatensystem
$x, y, z$	mm	allgemeines Koordinatensystem
$x, y, z$	mm	prüfstandfestes Koordinatensystem

---

<sup>3</sup>Die jeweiligen Indizes haben nur lokale Bedeutung

## Abkürzungen

CAM1, CAM2	Kamera #1, #2
CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CCD	Charge-coupled Device (Kamera-Chip)
CFD	Computational Fluid Dynamics
CRVP	Counter Rotating Vortex Pair
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrtantriebe
EI	Emissionsindex
EKT	Fachgebiet für Energie- und Kraftwerkstechnik
FASTEST	Flow Analysis Solving Transport Equations with Simulated Turbulence
FPS	Frames per Second (Aufnahmerate der Kameras)
FTKM	Frachttonnenkilometer
GFA	Fachgebiet für Gasturbinen und Flugantriebe (jetzt: GLR)
GLR	Fachgebiet für Gasturbinen Luft- und Raumfahrt (früher: GFA)
HSFV	High-Speed Flow Visualisation (zeitaufgelöste Strömungsvisualisierung)
IA	Interrogation Area
IAT	Inter Arrival Time
IATA	International Air Transport Association
ICAO	International Civil Aviation Organization
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation
LPP	Lean, Premixed, Prevaporized (Mager-Brennkammerkonzept)
MK	Mischkammer
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (Laserkristall)
OPR	Overall Pressure Ratio (Druckverhältnis von Triebwerken)
PIV	Particle Image Velocimetry
PKM	Passagierkilometer
PLIF	Planar Laser-Induced Fluorescence
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PSD	Power Spectral Density (Leistungsdichtespektrum)

PVC	Precessing Vortex Core
QLS	Quantitative Light-Sheet
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RQL	Rich-Burn, Quick-Quench, Lean-Burn (Fett-Mager-Brennkammerkonzept)
STB	Sonderforschungsbereich
SLA	Fachgebiet für Strömungslehre und Aerodynamik
SST	Shear-Stress Transport (Variante des $k$ - $\omega$ -Modells)
TALON	Technology for Advanced Low NOx (Brennkammer von Pratt & Whitney)
TEM <sub>00</sub>	Transverse Electro-Magnetic Mode 00
TUD	Technische Universität Darmstadt
UHC	unverbrannte Kohlenwasserstoffe

## Indizes

64, 32, 16	IA-Größe
95 %	95 %-Vertrauensintervall
ax, $r$ , $\varphi$	axial, radial, tangential (Zylinderkoordinaten)
BP	Bypass
DD	Dralldüse
eff	effektiv
ges	gesamt
HS	Hauptstrom
kor	korrigiert
LS	Lichtschnitt
max	Maximum
min	Minimum
MK	Mischkammer
NS	Nebenstrom
org	original
rek	rekonstruiert
SL	Sekundärluft
th	theoretisch
$g$	global
$i, j, k$	allgemeine Indizes
$l, m, r$	links, Mitte, rechts (Drallströmungen)
$m$	Zählindex (insbesondere für POD-Moden)
$M$	gemessen

$n$	Zählindex (insbesondere für Bilder)
$n$	normiert
$o, u$	oben, unten (Sekundärluftjets)
$R$	rauschbehaftet / Rauschanteil
$s$	statisch
$S$	systematischer Fehler
$t$	total
$u$	Umgebung
$x, z, s$	diskrete Koordinaten (Intensitätstransformation)

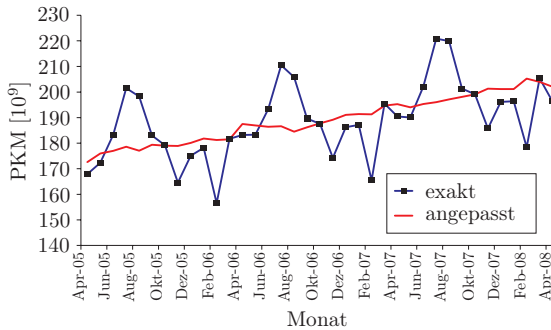
### Kurzschreibweisen

$\dot{x}$	zeitliche Ableitung von $x$ , Fluss
$\langle x \rangle$	räumliche Mittelung von $x$
$\langle x \rangle_z$	räumliche Mittelung von $x$ in $z$ -Richtung
$\overline{x}$	zeitliche Mittelung von $x$
$\tilde{x}, x^*$	Variation von $x$
$x'$	Fluktuationsanteil von $x$
$x_g$	globaler räumlicher Mittelwert von $x$

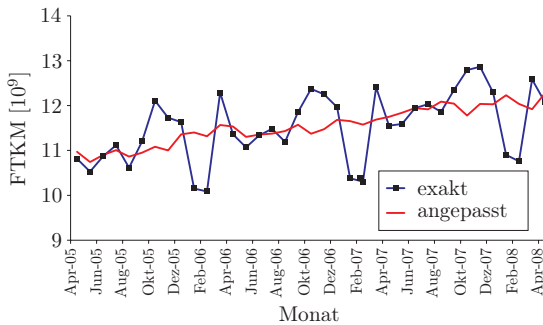


# 1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten ist das Flugaufkommen drastisch gestiegen. Abbildung 1.1 zeigt diese Entwicklung anhand der geflogenen Passagierkilometer (PKM) sowie der Frachttonnenkilometer (FTKM) der letzten drei Jahre [63].



(a) Internationaler Passagierverkehr



(b) Internationaler Frachtverkehr

Abb. 1.1: Anstieg des Flugverkehrs nach [63]

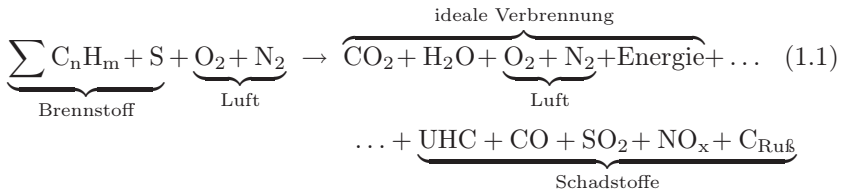
Neben den tatsächlichen Werten wurde ebenfalls ein angepasster Verlauf eingetragen, der von saisonbedingten Schwankungen bereinigt wurde. Wie man dabei erkennt, liegt eine Erhöhung im Passagiersektor von ca. 5 % pro Jahr vor, sowie eine Erhöhung von ca. 3.5 % pro Jahr im Fracht-

bereich, was bei einem Anhalten dieser Trends eine Verdoppelung des entsprechenden Flugaufkommens alle 15 bis 20 Jahre bedeutet.

Gleichzeitig konnten entscheidend neue Erkenntnisse über die Entstehungsmechanismen (z.B. [132, 133]) sowie die Auswirkungen von Schadstoffen (z.B. [28, 119, 118]) in der Atmosphäre gewonnen werden. Durch den sich abzeichnenden Klimawandel ist das Umweltbewusstsein ebenfalls gestiegen, so dass bei der Entwicklung neuer Triebwerke für Flugzeuge die Reduzierung des Schadstoffausstoßes an Bedeutung zugenommen hat. Im Gegensatz zu anderen Verkehrszweigen, wie der Eisenbahn, der Kraftfahrzeugbranche oder der Schifffahrt, ist eine 100 %ige Vermeidung des Schadstoffausstoßes durch den Einsatz grundlegend verschiedener Antriebskonzepte wie Elektromotoren oder Kernreaktoren aufgrund der unzulänglichen Speichermöglichkeiten bzw. Sicherheitsrisiken nicht möglich, so dass die Verbrennung fossiler Brennstoffe in absehbarer Zukunft weiter die wesentliche Energiequelle für die Luftfahrt sein wird. Daher ist ein wesentliches Ziel der aktuellen Forschungen im Bereich der Luftfahrt die Emissionen weiter zu senken und gleichzeitig die Ressourcen zu schonen.

## 1.1 Schadstoffe

Die Schadstoffe, die bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen entstehen, können anhand der vereinfachten Reaktionsgleichung (1.1) beschrieben werden<sup>1</sup>.



Die einzelnen Reaktionsprodukte und -edukte aus Gleichung (1.1) sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

### 1.1.1 CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O

Wie im ersten Teil von Gleichung (1.1) ersichtlich wird, treten die Reaktionsprodukte Kohlendioxid CO<sub>2</sub> und Wasserdampf H<sub>2</sub>O auch bei idea-

---

<sup>1</sup>Zu Einzelreaktionen sei auf [132, 133] verwiesen.

Tabelle 1.1: Reaktionsprodukte

$C_nH_m$	-	Kohlenwasserstoffe (Brennstoff)
S	-	Schwefel (Brennstoffgebunden)
$O_2$	-	Sauerstoff
$N_2$	-	Stickstoff
$CO_2$	-	Kohlendioxid
$H_2O$	-	Wasserdampf
UHC	-	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe
CO	-	Kohlenmonoxid
$SO_2$	-	Schwefeldioxid
$NO_x$	-	Stickoxide
$C_{Ru\beta}$	-	Ruß

ler Verbrennung auf. Da beide Reaktionsendprodukte in der Atmosphäre als klimaverändernde Stoffe gelten [119], ist eine Reduzierung erstrebenswert. Während durch eine veränderte Zusammensetzung des Brennstoffs  $C_nH_m$  das Verhältnis der beiden Verbrennungsendprodukte Kohlendioxid  $CO_2$  und Wasserdampf  $H_2O$  beeinflusst werden kann, ist ein gleichzeitiges Absenken lediglich durch eine Verringerung des Verbrauchs und somit durch eine Erhöhung des Wirkungsgrads möglich.

Abbildung 1.2 zeigt anhand des für Gasturbinen zugrunde liegenden, offenen Jouleprozesses im  $h$ - $s$ -Diagramm, dass die Erhöhung des inneren, thermodynamischen Wirkungsgrads theoretisch durch eine Anhebung des Druckniveaus am Brennkammereintritt  $p_{t,3}$  erreicht werden kann. Die Indizierung der Zustandsgrößen bezieht sich dabei auf die Kontrollebenen, die in Abbildung 1.3 exemplarisch für das ausgeführte Triebwerk PW 6000 von *Pratt & Whitney* eingetragen und in Tabelle 1.2 zusammengestellt wurden. Gleichzeitig müsste jedoch die Turbineneintrittsenthalpie  $h_{t,4} = c_p T_{t,4}$  gesteigert werden, was aufgrund der begrenzten zulässigen Temperaturen der eingesetzten Materialien von  $T_{\max} \approx 1900$  K ohne grundlegenden Innovationsschub seitens der Kühlkonzepte oder neuer hochtemperaturfester Werkstoffe nicht möglich ist. Neben dem inneren Wirkungsgrad kann ebenfalls der äußere Wirkungsgrad durch eine Erhöhung des Bypassverhältnisses der Zweikreistriebwerke<sup>2</sup> verbessert werden [60]. Allerdings sind aktuelle Triebwerke auch

---

<sup>2</sup>Die Definition des Bypasses im Kontext des Zweikreistriebwerks unterscheidet sich von der Definition des Bypasses, wie er in den folgenden Kapiteln der vorliegenden Arbeit verwendet wird.

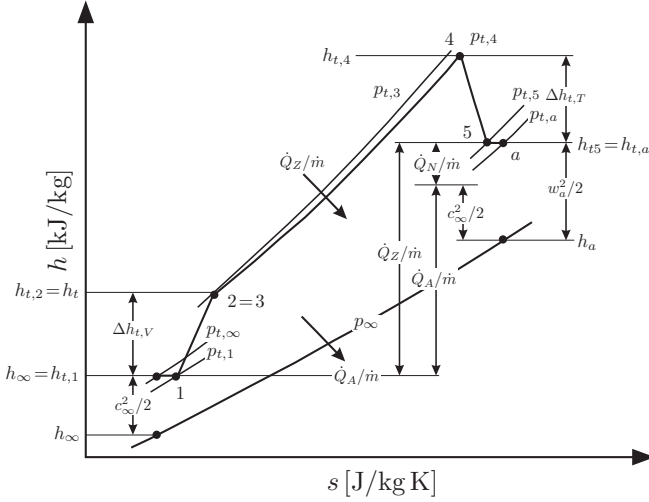


Abb. 1.2: Kreisprozess von Gasturbinen im  $h$ - $s$ -Diagramm nach [60]

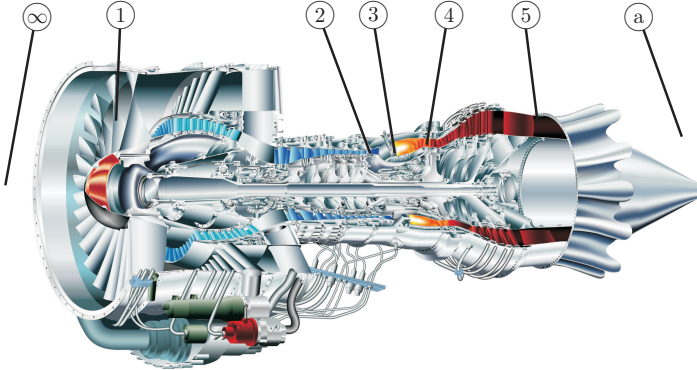


Abb. 1.3: Schnitt durch ein Flugtriebwerk, PW 6000 von Pratt & Whitney aus [60]

in dieser Hinsicht optimiert [26], so dass derartige Verbesserungen wiederum nur durch neue, leichtere Werkstoffe erreichbar sind, da mit der Erhöhung des Bypassverhältnisses unmittelbar eine Vergrößerung und damit eine Gewichtszunahme des Triebwerks einhergeht.

Tabelle 1.2: Kontrollebenen

Index	Bezeichnung
$\infty$	- Ungestörte Strömung
1	- Verdichtereintritt
2	- Verdichteraustritt
3	- Brennkammereintritt
4	- Brennkammeraustritt / Turbineneintritt
5	- Turbinenaustritt
$a$	- Triebwerksaustritt

Abgesehen von den beiden unvermeidlichen Verbrennungsendprodukten  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  werden durch die Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades auch unerwünschte Verbrennungsnebenprodukte zum Teil auch indirekt reduziert, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

### 1.1.2 UHC, CO und Ruß

Die hier abgehandelten Schadstoffe, unverbrannte Kohlenwasserstoffverbindungen UHC, Kohlenmonoxid CO sowie Ruß, haben zwar unterschiedliche Entstehungsursachen, die z.B. in [67, 77, 98] aufgeführt sind, allerdings ist allen genannten Schadstoffen gemein, dass es sich um unvollständig oxidierte Verbrennungsprodukte handelt, die zum einen unter Sauerstoffmangel bei hohen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen  $\Phi > 1$  gebildet werden; zum anderen entstehen unverbrannte Kohlenwasserstoffverbindungen UHC und Kohlenmonoxid CO auch bei der Verbrennung von sehr mageren Gemischen  $\Phi < 0.5$ , da sich die Reaktionszeiten durch zu niedrige Temperaturen so stark erhöhen, dass die Verweilzeit in der Brennkammer für eine vollständige Reaktion nicht mehr ausreicht. Außerdem kann es im mageren Betrieb zum partiellen Verlöschen der Flamme kommen, so dass unvollständig oxidierte Reaktionszwischenprodukte die Brennkammer verlassen. Entsprechend wird klar, dass zur Minimierung dieser Schadstoffe eine stabile Verbrennung notwendig ist, um ein Verlöschen der Flamme zu vermeiden, sowie ein leicht mageres Gemisch mit  $0.5 \leq \Phi \leq 1$  am Brennkammeraustritt vorliegen muss, damit alle Kohlenwasserstoffe vollständig zu  $\text{CO}_2$  bzw.  $\text{H}_2\text{O}$  oxidiert werden können.

### 1.1.3 SO<sub>2</sub>

Die linke Seite der Reaktionsgleichung (1.1) zeigt, dass der Schwefel S brennstoffgebunden ist und durch Oxidation in Schwefeldioxid SO<sub>2</sub> umgewandelt wird. Diese Schwefelverbindungen reagieren unter Einstrahlung von Sonnenlicht mit Feuchtigkeit in der Luft zu schwefeliger Säure H<sub>2</sub>SO<sub>3</sub> und Schwefelsäure H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, die maßgeblich für den sauren Regen verantwortlich sind [67]. Diese Schwefelanteile werden jedoch durch Fortschritte in der Verfahrenstechnik der Brennstoffaufbereitung in den Raffinerien größtenteils entfernt, so dass Schwefeldioxid SO<sub>2</sub> unter den Schadstoffen derzeitiger Triebwerke nur noch eine untergeordnete Rolle spielt.

### 1.1.4 NO<sub>x</sub>

Seit den 80er Jahren sind zunehmend die Stickoxide NO<sub>x</sub> (nach [60] ca. 97 % NO und 3 % NO<sub>2</sub>) in den Fokus der Schadstoffreduzierung gerückt. Stickoxide sind zum einen durch Reaktion mit der Luftfeuchtigkeit zu Salpetersäure HNO<sub>3</sub> am sauren Regen beteiligt; zum anderen sorgen Stickoxide zur Bildung von Ozon O<sub>3</sub> in der Troposphäre, sowie zum Abbau der schützenden Ozonschicht in der Stratosphäre [67, 118]. Der Entstehung der Stickoxide liegen nach [67] fünf Ursachen zugrunde, die in verschiedenen Bereichen des Kraftstoff-Luft-Verhältnisses  $\Phi$  vorherrschen (Tabelle 1.3).

Tabelle 1.3: NO<sub>x</sub>-Bildungsmechnismen

Bezeichnung	Kraftstoff-Luft-Verhältnis
Thermisches NO <sub>x</sub> (Zeldovich)	- Stöchiometrisch ( $\Phi \approx 1$ )
Promptes NO <sub>x</sub> (Fenimore)	- Fett ( $1 < \Phi < 1.6$ )
Lachgas N <sub>2</sub> O	- Mager ( $\Phi < 0.7$ )
NNH-Radikale	- Mager ( $\Phi < 1$ )
Brennstoffgebundener Stickstoff	- Keine Abhängigkeit

Wie Abbildung 1.4 zeigt, bestimmen dabei das thermische sowie das prompte NO<sub>x</sub> den Verlauf der Emissionskurve<sup>3</sup>.

Aufgrund der relativ langsamen Reaktionsgeschwindigkeit der zugrunde liegenden dominanten Elementarreaktionen kann durch eine geringere

---

<sup>3</sup>EI bezeichnet den Emssionsindex der auf das Massenverhältnis von NO<sub>x</sub> und dem zugeführten Brennstoff zurückgeführt werden kann [137]

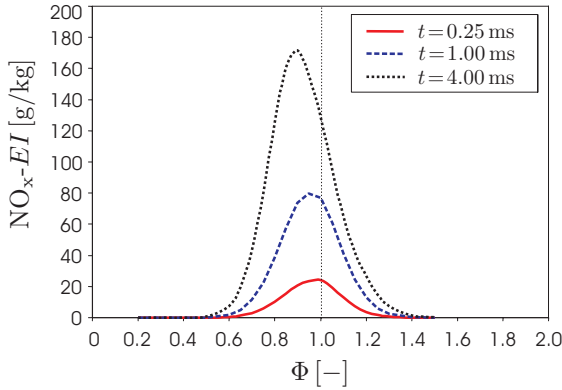


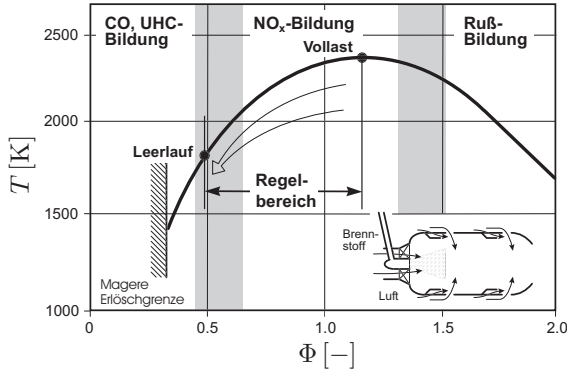
Abb. 1.4:  $\text{NO}_x$ -Diagramme nach [113] in Abhängigkeit der Verweilzeit

Verweilzeit des Gemischs in Bereichen hoher Temperaturen, die für die Bildung des thermischen  $\text{NO}_x$  verantwortlich sind, die  $\text{NO}_x$ -Emission weiter gesenkt werden.

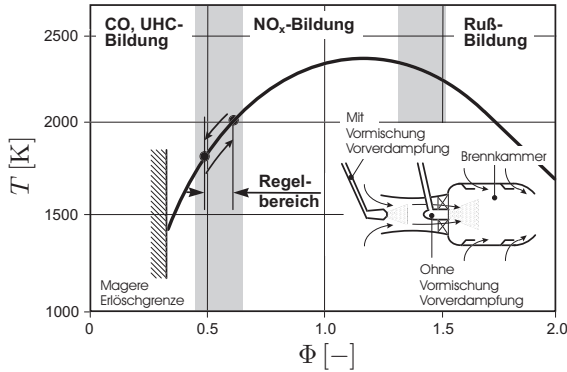
## 1.2 Schadstoffvermeidung

Während für stationäre Gasturbinen der Schadstoffausstoß durch eine Abgasnachbehandlung reduziert werden kann, besteht für Strahltriebwerke lediglich die Möglichkeit, die Emissionen durch eine Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades zu verringern (vgl. Abschnitt 1.1.1) oder ihre Entstehung durch eine ideale Gemischaufbereitung sowie eine gezielte Führung der Verbrennung bei optimalen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen zu vermeiden.

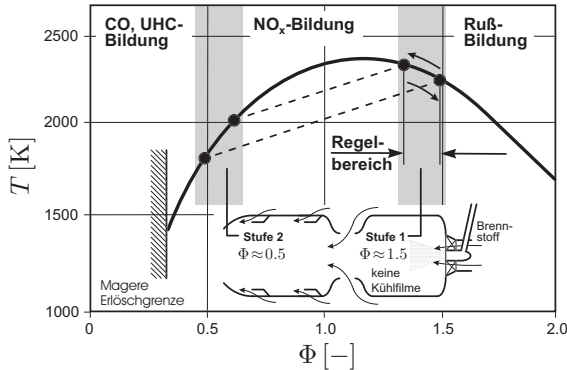
**Konventionelle Brennkammern** Im Rahmen einer Reduzierung der unverbrannten Kohlenwasserstoffverbindungen UHC, Kohlenmonoxid CO und Ruß (Abschnitt 1.1.2) wurden konventionelle Brennkammern aufgrund der oben erläuterten Entstehungsursachen bei Kraftstoff-Luft-Verhältnissen von  $0.5 < \Phi < 1$  geregelt, wobei insbesondere im Vollastbereich starke  $\text{NO}_x$ -Emissionen vorlagen (Abbildung 1.5a).



(a) Konventionelle Brennkammer



(b) Brennkammer mit magerer Verbrennung



(c) RQL-Brennkammer

Abb. 1.5: Brennkammerkonzepte nach [60]



Durch eine Verschärfung der Richtlinien<sup>4</sup> für den  $\text{NO}_x$ -Ausstoß durch die Internationale Zivilluftfahrt-Organisation (*International Civil Aviation Organization*, ICAO) wurde eine stetige Verbesserung der Brennkammern hinsichtlich der  $\text{NO}_x$ -Emissionen notwendig (Abbildung 1.6<sup>5</sup>).

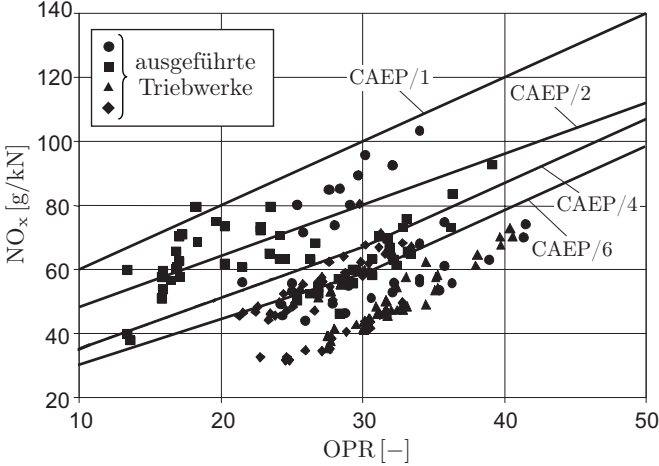


Abb. 1.6:  $\text{NO}_x$ -Grenzwerte der nach CAEP/ICAO [64]

**Magerverbrennung** Vergleicht man die bisherigen Anforderungen an die Gemischbildung mit den Anforderungen im Rahmen einer zusätzlichen Reduzierung von  $\text{NO}_x$  wird schnell deutlich, dass ein rein magerer Betrieb der Brennkammer bei Kraftstoff-Luft-Verhältnissen von  $\Phi \approx 0.5$  einen zweckmäßigen Kompromiss darstellt (Abbildung 1.5b). Da bei stationären Gasturbinen eventuelle Ausfälle durch ein unplanmäßiges Verlöschen durch fehlende Lastwechsel sehr unwahrscheinlich sind und keine schwerwiegenden Schäden verursachen können, werden mager betriebene Brennkammern auf diesem Sektor bereits eingesetzt; für den Einsatz in Flugtriebwerken stellt die fehlende Sicherheit einer stabilen Verbrennung oder der Möglichkeit des sicheren Wiederzündens im Flug ein entscheidendes Problem dar, so dass zum aktuellen Zeitpunkt lediglich einzelne Testtriebwerke im Einsatz sind. Lösungen versprechen aktu-

<sup>4</sup>Die CAEP-Richtlinien der ICAO wurden nach dem *Committee on Aviation Environmental Protection* benannt.

<sup>5</sup>Aufgetragen sind die  $\text{NO}_x$ -Emissionen über dem Gesamtdruckverhältnis (*Overall Pressure Ratio*, OPR) des Triebwerks

elle Forschungen durch die verbesserte Gemischaufbereitung in Form von vorverdampften und vorgemischten Brennstoffen (*Lean Premixed Pre-vaporized*, LPP) oder durch intern gestufte Drallbrenner mit einer fetten Pilotierung.

**Fett-Mager-Verbrennung (RQL)** Einen ähnlichen Ansatz zur  $\text{NO}_x$ -Reduzierung bietet die axial gestufte Fett-Mager-Verbrennung (*Rich-Burn, Quick-Quench, Lean-Burn*, RQL), wie sie in Abbildung 1.5c schematisch dargestellt ist. In der fett betriebenen Primärzone mit  $\Phi \approx 1.5$  wird eine stabile Verbrennung gewährleistet. Da durch eine ausschließlich fette Verbrennung per Definition nicht alle Kohlenwasserstoffe oxidiert werden können, wird eine magere Ausbrandzone mit  $\Phi \approx 0.5$  (Sekundärzone) nachgeschaltet. In Abbildung 1.5c wird deutlich, dass beim Übergang zwischen den beiden Zonen zwangsläufig Bereiche mit stöchiometrischen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen durchlaufen werden. Nach den obigen Ausführungen kann die  $\text{NO}_x$ -Bildung jedoch durch eine schnelle Vermischung (*Quenching*) in Form von geringen Verweilzeiten nahezu verhindert werden (Abbildung 1.4).

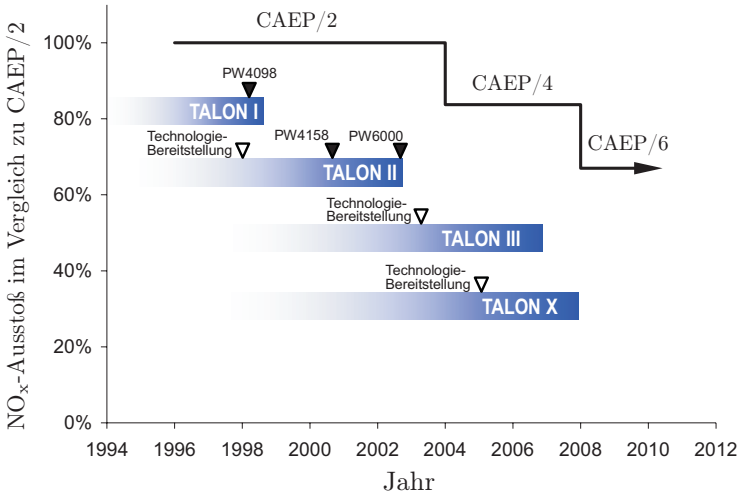


Abb. 1.7:  $\text{NO}_x$ -Ausstoß der TALON-Brennkammerfamilie nach [67]

Diese Strategie der  $\text{NO}_x$ -Reduzierung wurde beispielsweise von *Pratt & Whitney* verfolgt, deren Forschungen in der Entwicklung der Brennkam-

merfamilie TALON<sup>6</sup> (*Technology for Advanced Low NO<sub>x</sub>*) resultierte, die mit der Bereitstellung neuer Technologien den NO<sub>x</sub>-Ausstoß stetig verringern und somit weit unter den derzeitigen Richtlinien bleiben konnten (Abbildung 1.7). Dabei liegt die aktuelle im Teststadium befindliche TALON X-Brennkammer (auch TALON IV genannt) ca. 50 % unter der aktuellen Richtlinie CAEP/6 [109]. Allerdings erkennt man ebenfalls an den langen Entwicklungszeiten in Abbildung 1.7, dass noch großer Forschungsbedarf besteht, um das Verständnis für die Vorgänge in den Brennkammern zu vertiefen. Verbesserte experimentelle Verfahren sowie numerische Simulationen haben durch den enormen Innovationsschub der letzten Jahre seitens der verfügbaren Hard- und Software großes Potenzial, einen entscheidenden Beitrag zur Verkürzung der Entwicklungszeiten und Optimierung der Brennkammern zu leisten.

---

<sup>6</sup>Die Brennkammer TALON II kommt zurzeit unter anderem im Triebwerk PW 6000 von *Pratt & Whitney* zum Einsatz (Abbildung 1.3)

## 2 Problemstellung

### 2.1 Die Brennkammerströmung

Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Aufbau einer typischen Ringbrennkammer nach [60].

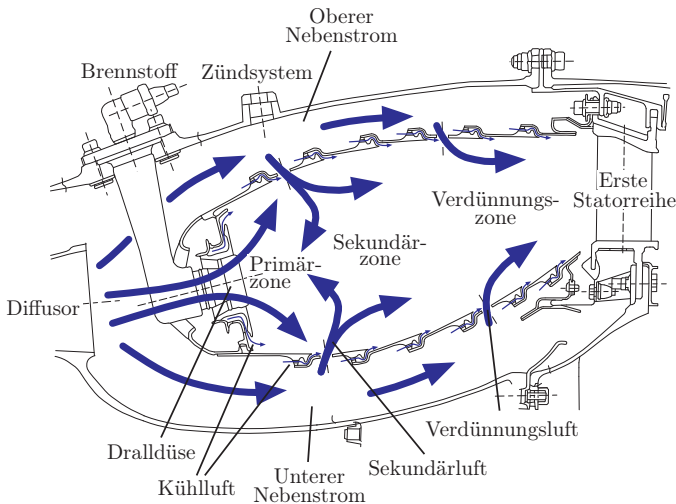


Abb. 2.1: Typische Brennkammer, schematisch nach [60]

Diese Darstellung beinhaltet alle wesentlichen Bauelemente, deren Funktion im Folgenden kurz angerissen werden soll.

**Diffusor** Der Diffusor schließt sich unmittelbar an die letzte Verdichterstufe an und soll unter möglichst geringem Druckverlust die Strömung verzögern, bevor sie auf Dralldüsen (Hauptstrom) und Nebenstromkanäle aufgeteilt wird.

**Dralldüse / Airblast-Zerstäuber** In den aktuell eingesetzten Brennkammern, die ohne Vorverdampfung des Kraftstoffs arbeiten, dienen die Airblast-Zerstäuber zur Gemischaufbereitung. Dabei wird über einen

Druckzerstäuber ein Film auf den so genannten Filmleger aufgetragen, der von der vorüberströmenden, verdrahten Luft aufgerissen und fein zerstäubt wird. Durch den Drall bildet sich zusätzlich eine Rezirkulationszone auf der Dralldüsenachse aus, in der Bereiche existieren, in denen sich Strömungsgeschwindigkeit und Flammgeschwindigkeit die Waage halten und so eine stabile Verbrennung gewährleisten.

**Nebenstromkanäle** In den Nebenstromkanälen wird der Großteil der Luft zu den entsprechenden Eintrittsbohrungen des Flammrohrs geführt. Teilweise wird aus den Nebenstromkanälen Kühlluft für die anschließenden Turbinenstufen entnommen. Zusätzlich erfolgt eine äußere Kühlung des Flammrohrs.

**Sekundärluft** Die Sekundärluftstrahlen, welche durch die entsprechenden Bohrungen aus den Nebenstromkanälen in die Brennkammer eintreten, dienen in erster Linie zum schnellen Umschalten von einer fetten Verbrennung in der Primärzone zu einer mageren Verbrennung in der Sekundärzone.

**Verdünnungsluft** Die Verdünnungsluft wird am Ende der Brennkammer eingeblasen, um die Temperatur in den Bereichen der feststehenden ersten Statorreihe der Turbine so abzusinken, dass sich ein ideales Temperaturprofil in radialer sowie in Umfangsrichtung einstellt.

**Kühlluft** Die Kühlluft wird durch Bohrungen in den Zwischenraum der beiden Flammrohrbleche geleitet und sorgt so mittels der so genannten Prallkühlung zum Abtransport der Wärme vom Flammrohr. Durch weitere Bohrungen oder Schlitze an entsprechenden Absätzen im Flammrohr wird die Luft im Anschluss tangential ins Innere der Brennkammer geführt und bildet so ein isolierendes Luftpolster (Filmkühlung) zwischen den heißen Verbrennungsgasen und dem Flammrohr.

In ausgeführten Brennkammern kann sich die Gestaltung der angesprochenen Bauelemente sehr stark unterscheiden. Insbesondere beim Vergleich von konventionellen und RQL-Brennkammern variiert die Anzahl, Größe und Position der Sekundär- und Verdünnungsluftbohrungen recht stark. Während bei konventionellen Brennkammern diese Bohrungen teilweise kontinuierlich über die komplette Brennkammerlänge vorhanden sind, so dass keine exakte Unterscheidung zwischen Sekundär-

und Verdünnungsluft möglich ist, zeichnen sich neuere Generationen der RQL-Brennkammern durch eine einreihige Einblasung aus, wobei auf Verdünnungsluftbohrungen vollständig verzichtet wurde (z.B. TALON II bis IV). Auch der Einsatz der Kühlluft unterscheidet sich zwischen konventionellen Brennkammern, bei welchen über die gesamte Brennkammerlänge gekühlt wird, und RQL-Brennkammern, wo auf die Kühlluft-einblasung in der Primärzone weitestgehend verzichtet werden muss, um eine stöchiometrische Verbrennung in wandnahen Bereichen zu vermeiden. Dagegen wird bei RQL-Brennkammern im Rahmen der Optimierung der schnellen Ausmischung in der Sekundärzone diese Kühlluft gezielt zur Vermischung in wandnahen Bereichen der Sekundärzone eingesetzt (z.B. TALON IV, siehe [67]). Ferner ist zu erwähnen, dass sich die Flammrohrgeometrie der RQL-Brennkammern kontinuierlich verändert hat. In Brennkammern der ersten Generation wurde die Abgrenzung zwischen Primär- und Sekundärzone in erster Linie durch die taillierte Geometrie des Flammrohrs erzielt (vgl. Abbildung 1.5c). Durch zunehmende Erkenntnisse über die Mechanismen und Vorgänge innerhalb der Brennkammer wurde in neueren Generationen die Stufung mittels einer Taillierung des Flammrohrs durch eine luftgeführte Stufung abgelöst. Dieser Entwicklungsschritt wird in den neuesten Generationen der TALON-Brennkammerfamilie deutlich. Während bei der TALON III-Brennkammer eine starke Kontraktion des Brennkammerquerschnitts beim Übergang von Primär- und Sekundärzone deutlich wird, weist die TALON IV-Brennkammer nur eine leichte kontinuierliche Querschnittsreduzierung auf (siehe [67]).

## 2.2 Stand der Forschung

Trotz dieser enormen Unterschiede zwischen den einzelnen Brennkammern lassen sich die meisten Brennkammerströmungen durch die senkrechte Einblasung in eine drallbehaftete Grundströmung charakterisieren. Es wird aber auch entsprechend deutlich, dass eine genaue Kenntnis der zugrunde liegenden Mechanismen und Wechselwirkungen notwendig ist, um durch eine gezielte Variation der Brennkammergeometrie die gewünschten Effekte zu erreichen. In der Vergangenheit wurden hierzu in erster Linie getrennte Untersuchungen von Drallströmungen bzw. einer senkrechten Einblasung in eine Querströmung (*Jet-in-Crossflow*) durchgeführt, um die Effekte zu isolieren und so leichter verstehen zu können.

### 2.2.1 Drallströmungen

Neben der Verwendung zur Flammstabilisierung in der Verbrennungstechnik kommen Drallströmungen auch in anderen technischen Anwendungen wie beispielsweise in der Sprühtrocknung oder bei Zentrifugaltrennverfahren zum Einsatz. Entsprechend ist es nicht verwunderlich, dass seit knapp 50 Jahren Forschung umfangreiche Untersuchungen von Drallströmungen durchgeführt wurden. Umfassende Zusammenstellungen der in diesem Zeitraum gewonnenen Erkenntnisse finden sich in [55, 90, 136].

Drallströmungen zeichnen sich durch eine Umfangskomponente der Geschwindigkeit  $u_\varphi$  aus. Zur Quantifizierung des Dralls hat sich die Definition der Drallzahl durchgesetzt, die das Verhältnis der Drallflusses zum axialen Impulsfluss beschreibt (z.B. [134], Gleichung (2.1)), wobei für Dralldüsen in der Regel der halbe Austrittsdurchmesser  $D_a/2$  als Maß für den charakteristischen Radius  $R$  verwendet wird.

$$S = \frac{\int_0^\infty u_\varphi u_{ax} r^2 dr}{R \int_0^\infty u_{ax}^2 r dr} \quad (2.1)$$

Bei Vernachlässigung der Radialkomponente der Geschwindigkeit ( $u_r \approx 0$ ), was insbesondere in Rohrströmungen und somit innerhalb der Dralldüse erfüllt ist, erkennt man sofort anhand der entsprechend vereinfachten stationären Navier-Stokes-Gleichung (2.2) (Impulsgleichung) in radialer Richtung, dass ein positiver radialer Druckgradient ( $\partial p / \partial r > 0$ ) vorliegen muss.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u_\varphi^2}{r} \quad (2.2)$$

Somit wird klar, dass die Strömung beim Wegfall der Zentrifugalkraft durch ein Zusammenbrechen der Wirbelstruktur dazu neigt, in dieses Gebiet niedrigen Drucks zu fließen und eine innere Rezirkulationszone auszubilden. Wie zahlreiche Untersuchungen zeigen, setzt ein solcher *Vortex Breakdown* ab einer Drallzahl von  $S \approx 0.6$  ein [3, 90]. Trotz der zahlreichen Veröffentlichungen zum Thema *Vortex Breakdown* existiert jedoch noch keine einheitliche Theorie über dessen Entstehung. Allerdings haben sich drei Erklärungsansätze durchgesetzt:

**Stagnation** Anhand einer quasi-zylindrischen Beschreibung der Strömung wird versucht ein Stagnationspunkt in der Strömung zu berechnen. Dabei versagt die Annahme der quasi-zylindrische Annäherung am Ort des *Vortex Breakdown* (z.B. [57, 49]).

**Wellenphänomen** Diese Theorie nach Squire [122] und Benjamin [13] beschreibt zwei mögliche Zustände. Im überkritischen Zustand ist die Strömungsgeschwindigkeit größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen, so dass diese nur stromab laufen können. Im unterkritischen Zustand ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störungen größer als die Strömungsgeschwindigkeit, so dass diese auch stromauf laufen können und sich am Ort des Übergangs vom überkritischen zum unterkritischen Zustand ansammeln und so den *Vortex Breakdown* verursachen.

**Stabilitätstheorie** Eine dritte Erklärung von Ludwig [91] führt das Phänomen des *Vortex Breakdown* auf eine hydrodynamische Instabilität der Drallströmung gegenüber spiralförmigen Störungen zurück.

Keine dieser Theorien kann allerdings alle Eigenschaften und Phänomene des *Vortex Breakdown* vollständig beschreiben und sein Auftreten exakt vorhersagen. Andere Ansätze, die in der Regel Kombinationen aus den oben genannten Theorien darstellen, finden sich in [90].

In Untersuchungen von Sarpkaya [115, 116] sowie Leibovich [78] wurden insgesamt sieben Typen des *Vortex Breakdown* unterschieden, die in [90] zusammengefasst sind. Dabei sind vor allem die achsensymmetrische Blasenform (*Bubble Breakdown*) sowie eine Spiral- bzw. Helixform (*Spiral Breakdown*) hervorzuheben, welche nach [79] als einzige bei höheren Reynoldszahlen auftreten. Außerdem wurde in [40] festgestellt, dass die Erscheinungsform des *Vortex Breakdown* stark von der Drallzahl  $S$  abhängt. Während für  $S \geq 1.5$  der *Bubble Breakdown* vorherrschend ist, kann für brennkammertypische Drallzahlen von  $S \approx 1$  der *Spiral Breakdown* beobachtet werden, der in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist.

Mit zunehmender Reynoldszahl wandert der Punkt, an dem der *Vortex Breakdown* einsetzt, stromauf. Dieser Effekt wird bei einer plötzlichen Querschnittserweiterung, wie sie beim Austritt der Strömung aus den Dralldüsen in das Flammrohr vorliegt, durch den zusätzlichen positiven axialen Druckgradienten verstärkt [90], so dass der *Vortex Breakdown* bereits innerhalb der Dralldüsen erfolgt. Dabei kommt es nach [3] zu einer sichelförmigen Verblockung des Querschnitts durch die rezirkulie-



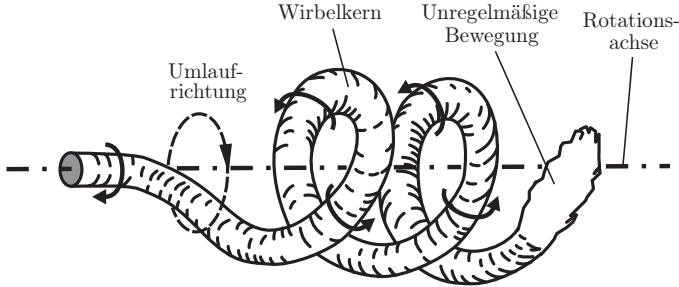


Abb. 2.2: *Spiral Breakdown*, schematisch nach [24]

rende Luft, so dass sich eine instabile Asymmetrie des Strömungsfeldes ausbildet, wodurch die Strömung beginnt, sich mit einer charakteristischen Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  um die zentrale Dralldüsenachse zu drehen. Diese Instabilität des *Vortex Breakdown* wird im Allgemeinen als *Precessing Vortex Core* (PVC) bezeichnet. Nach [3] und [41] nimmt die Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  bei voll ausgebildeter Rezirkulationszone mit steigender Drallzahl  $S$  zu. Im Bereich zwischen dem Einsetzen des *Vortex Breakdown* und dem vollausgebildeten *Spiral Breakdown*, bei Drallzahlen mit  $0.6 < S < 0.9$ , dreht sich dieser Zusammenhang um. In [3] wurde dies damit begründet, dass bei einer Erhöhung der Drallzahl  $S$  zunächst die Rezirkulationszone anwächst, wodurch der Rotationsradius des PVC ebenfalls zunimmt. Wie bereits 1954 von [130] erkannt wurde, ist die PVC-Frequenz außerdem nahezu proportional zum Volumenstrom bzw. zur Reynoldszahl. Andere Untersuchungen befassen sich in erster Linie mit Drallströmungen nach Verlassen der Dralldüse. In [30] wurde im reagierenden Fall die Strömung einer offenen Flamme mit einer Flamme in einem zylindrischen Flammrohr verglichen. Dabei zeigte sich, dass die Profile im Fall ohne Flammrohr erheblich schmaler waren als im Fall mit Flammrohr. Die Frequenzanalyse zeigte, dass die charakteristische PVC-Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  ohne Flammrohr komplett fehlte. Ein ähnlicher Einfluss auf die Geschwindigkeitsprofile wurde von [17] beim Vergleich von einer einzelnen und drei nebeneinander angeordneten Dralldüsen in einem Kanal ohne Verbrennung festgestellt. Für den Betrieb einer einzelnen Dralldüse lag ein weitaus schmaleres Profil der axialen Geschwindigkeit vor als für den Betrieb aller drei Dralldüsen. Im Gegensatz zu [30] wurde in [17] jedoch keinerlei Unterschied hinsichtlich der PVC-Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  festgestellt.

Ein weiterer entscheidender Einfluss auf die Strömungsform außerhalb der Dralldüsen wurde von Krautkremer [75] erörtert. In seiner Arbeit wurde eine scharfe Ausströmkante mit einer abgerundeten Variante des Drallerzeugeraustritts verglichen. Diese Variation äußerte sich in einem komplett unterschiedlichen Strömungsverhalten. Während bei einer scharfen Austrittskante die Strömung weit in den halbbunendlichen Raum vorrang, stellte sich bei der abgerundeten Austrittskante eine wandanliegende Strömung ein, die radial zur Dralldüsenachse abströmte.

Bei anderen Forschergruppen lag das Hauptaugenmerk auf der Analyse des Einfluss der Verbrennung auf das Strömungsverhalten. In [65] konnte beispielsweise gezeigt werden, dass die Verbrennung keinen signifikanten Einfluss auf das Strömungsverhalten hat. Lediglich stromabgelegene Regionen wiesen durch die Verbrennung ein erhöhtes Maß an turbulenter kinetischer Energie auf. Der Vergleich der Turbulenzspektren zeigte, dass die Peaks des PVC, welche ohne Verbrennung gefunden wurden, im reagierenden Fall erhalten blieben. Zusätzlich wurde eine weitere charakteristische Frequenz entdeckt, die entsprechend als eine Verbrennungsinstabilität interpretiert wurde.

Bei Untersuchungen von [8, 9] und [10] stand die Charakterisierung des Sprays eines Airblast-Zerstäubers im Fokus. Dabei konnte ein entscheidender Einfluss des PVC in der globalen Erscheinungsform des Sprays bzw. in den Geschwindigkeiten einzelner Tropfen festgestellt werden. In [9] wurde dabei eine Parameterstudie hinsichtlich Umgebungsdruck und Volumenstrom durchgeführt und mit den Experimenten von [17] bzw. [50] verglichen, die wiederum mit baugleichen Dralldüsen doppelter Größe durchgeführt wurden. Dabei wurde der bekannte Einfluss von Düsendurchmesser  $D_a$  und Strömungsgeschwindigkeit  $\langle u_{ax} \rangle$  auf die PVC-Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  bestätigt, indem für alle Experimente eine konstante Strouhalzahl von  $\text{Sr}_{\text{PVC}} \approx 0.7$  nach Gleichung (2.3) berechnet werden konnte.

$$\text{Sr}_{\text{PVC}} = \frac{f_{\text{PVC}} D_a}{\langle u_{ax} \rangle} \quad \text{mit} \quad \langle u_{ax} \rangle = \frac{\dot{V}_{\text{DD}}}{A_{\text{DD}}} \quad (2.3)$$

Wie alle zitierten Arbeiten zeigen, liegt durch den PVC eine Instabilität vor, die neben dem Strömungsverhalten auch indirekt das Spray von Airblast-Zerstäubern und somit die Verbrennung bei der Verwendung von Dralldüsen als Flammhalter entscheidend beeinflussen. Allein deshalb müssen numerische Simulationen in der Lage sein, dieses instationäre Verhalten zu erfassen. Wie beispielsweise Arbeiten von [36, 48,

45, 73] zeigen, kann durch die Methode der *Large-Eddy Simulationen* (LES) das Verhalten des PVC qualitativ und quantitativ vorhergesagt werden.

### 2.2.2 Jet-in-Crossflow

Die Einblasung von Luftstrahlen (*Jets*<sup>1</sup>) in eine Querströmung (*Cross-flow*<sup>2</sup>) steht wie die zuvor beschriebenen Drallströmungen seit über einem halben Jahrhundert unter dem Begriff *Jet-in-Crossflow* im Fokus der verschiedensten Forschungsgruppen. Die große Anzahl von Veröffentlichungen zu diesem Thema resultiert zum einen aus den vielfältigen Anwendungen, die neben der Einblasung als Sekundär- oder Verdünnungsluft in Brennkammern beispielsweise die Filmkühlung von Turbinenschaufeln umfasst und zum anderen einen interessanten Testfall für numerische Simulationen darstellt. Eine Übersicht über Anwendungen und wesentliche Erkenntnisse findet sich in [92].

Um das Eindringverhalten der Sekundärluftjets bei verschiedenen Konfigurationen vergleichen zu können, hat sich das Impulsstromdichteverhältnis<sup>3</sup>  $J$  nach Gleichung (2.4) als geeigneter Parameter herauskristallisiert.

$$J = \frac{\varrho_{\text{SL}} u_{\text{SL}}^2}{\varrho_{\text{HS}} u_{\text{HS}}^2} \quad (2.4)$$

In Arbeiten von [21, 70, 59, 34, 99] finden sich Korrelationen, um die Trajektorie des Jets lediglich anhand dieses Impulsverhältnisses  $J$  bzw. dessen Wurzel  $\sqrt{J}$ , des Lochdurchmessers  $d_{\text{SL}}$  und einiger dimensionsloser Konstanten zu beschreiben.

Untersuchungen des Strömungsfeldes, wie beispielsweise Visualisierungen von [47], haben gezeigt, dass die Interaktion von Jet und Querströmung zu einem komplexen Wirbelsystem führen, wie in Abbildung 2.3 dargestellt.

Ähnlich wie bei dem bereits beschriebenen Wirbelsystem des *Vortex Breakdown* ist die Entstehungsursache der einzelnen Wirbel nicht eindeutig geklärt.

---

<sup>1</sup>Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden alle Größen, welche die Einblasung betreffen mit SL für “Sekundärluft” indiziert.

<sup>2</sup>Indizierung mit HS für “Hauptstrom”

<sup>3</sup>Im Folgenden kurz als “Impulsverhältnis” bezeichnet.

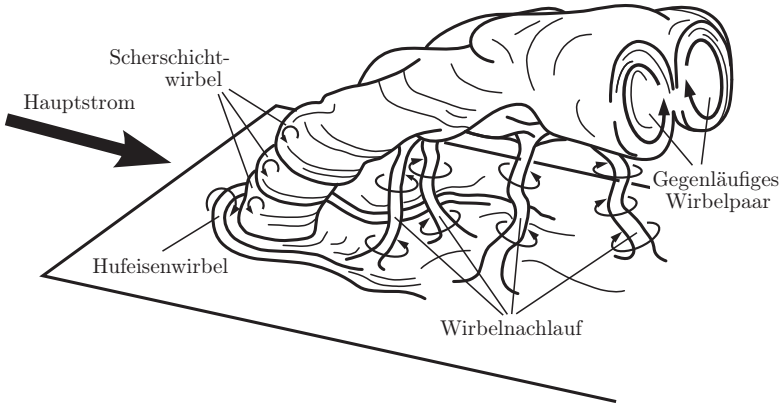


Abb. 2.3: *Jet in Crossflow*, schematisch nach [47]

**Scherschichtwirbel** Die Scherschichtwirbel werden in der Regel als eine Folge der Kelvin-Helmholtz-Instabilität der ringförmigen Scherschicht zwischen Jet und Umgebungsluft angesehen, die periodisch von der Austrittskante der Bohrung ablöst [47, 62]. Entsprechend treten diese Wirbel auch ohne Querströmung bei der Einblasung in ruhende Luft auf [56].

**Hufeisenwirbel** Die Verblockung durch den eindringenden Jet [47] sorgt wie bei einem festen Hindernis [114] für einen Druckanstieg in der Querströmung, so dass diese einen Staupunkt bildet, von der Wand ablöst und sich zum Hufeisenwirbel aufwickelt, der auf beiden Seiten des Hindernisses abströmt.

**Gegenläufiges Wirbelpaar** Nach [21] bildet sich das gegenläufige Wirbelpaar (*Counter-Rotation Vortex Pair*, CRVP) aufgrund des Impulsübertrags des Jets auf die Querströmung. Neuere Theorien von [71, 82, 25], die in erster Linie auf Strömungsvisualisierungen beruhen, gehen jedoch von einer Faltung der Scherschichtwirbel auf der Rückseite des Jets als Entstehungsursache des CRVP aus.

**Wirbelnachlauf** Während früher die Meinung vorherrschend war, dass ein Wirbelnachlauf, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, in Analogie zur Kármánschen Wirbelstraße an festen Hindernissen entsteht (z.B. [94]), wird von [47] die Theorie vertreten, dass der Wirbelnachlauf ähnlich wie

der Hufeisenwirbel durch das Ablösen der Grenzschicht am Jetaustritt ausgelöst wird. Diese Theorie wird von [108] bestätigt, da in Experimenten mit einem Jet in eine freie Querströmung ohne Grenzschicht die typischen Charakteristika des Phänomens einer Kármán-ähnlichen Wirbelstraße nicht nachgewiesen werden konnten.

Wie beispielsweise eine Untersuchung dieser Wirbelstrukturen von [96, 97] mittels *Particle Image Velocimetry* (PIV) und *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) im Vergleich mit numerischen Daten aus LES-Rechnungen zeigen, kann eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation gefunden werden.

Im Gegensatz zu den oben angeführten Studien, die das beschriebene Wirbelsystem in Abbildung 2.3 betreffen, befasst sich die Gruppe um Holdeman und Liscinsky in erster Linie mit der Vermischung mehrerer nebeneinander angeordneter Jets mit einer Querströmung in zylindrischen sowie rechteckigen Kanälen. Während die Untersuchung der Einblasung in zylindrische Kanäle [6, 131, 106, 89] an die Geometrie von Rohrbrennkammern angelehnt ist, soll die Untersuchung der Einblasung in einen rechteckigen Kanal in erster Linie einen Erkenntnisgewinn über die Vermischung im Verdünnungsbereich einer abgewinkelten Ringbrennkammer bringen [87, 84, 85, 89, 86, 83]. Für letzteren Fall bietet [83] eine Übersicht über die gewonnenen Erkenntnisse. Die Variation des Lochabstandes  $s_{SL}$  bei konstanter Kanalhöhe  $h_{HS}$  zeigte dabei, dass ein optimales Verhältnis  $s_{SL}/h_{HS}$  für die bestmögliche Vermischung gefunden werden kann, welches proportional zum Kehrwert der Wurzel des vorgegebenen Impulsverhältnisse  $J$  ist (Gleichung (2.5)).

$$\frac{s_{SL}}{h_{HS}} = k \frac{1}{\sqrt{J}} \quad (2.5)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $k$  hängt dabei von der Anordnung der Bohrungen ab. Hierbei wurde zwischen Bohrungen auf einer Seite des Kanals und Bohrungen auf beiden Kanalseiten bei fluchtenden Bohrungsreihen und versetzten Bohrungsreihen unterschieden. Bei weiteren Variationen hinsichtlich der Bohrungsform stellte sich heraus, dass diese keinen entscheidenden Einfluss auf das Mischungsverhalten hat. Im Rahmen einer Variation der Eintrittsbedingung der Jets wurde von [83] zusätzlich der Einsatz von Leitblechen getestet. Durch den reduzierten Querschnitt kam es so im Vergleich zur bisherigen Ausströmung aus einem Plenum zu einer Erhöhung der Zuströmgeschwindigkeit und zu einer Strömungsab-

lösung an der Umlenkung. Als Folge davon wurde von einer schlechteren Vermischung berichtet.

Eine ähnliche Variation der Zuströmbedingungen der Jets erfolgte in Arbeiten von Dittrich [32, 31]. Dabei lag der Fokus jedoch lediglich auf dem Durchfluss. Da die Zuströmung der Jets aus einem offenen Kanal erfolgte, konnte die Zuströmgeschwindigkeit unabhängig vom eigentlichen Durchfluss variiert werden. Als wesentliches Ergebnis konnte gezeigt werden, dass sich der Durchfluss aufgrund der bereits erwähnten Strömungsablösung bei höheren Kanalgeschwindigkeiten signifikant reduziert. Neben verschiedenen Lochgeometrien wurden vor allem Umlenkgritter getestet. Hierbei stellte sich heraus, dass der Einfluss der Lochgeometrie auf den Durchfluss nahezu vernachlässigbar ist, wohingegen durch den Einsatz geeigneter Umlenkvorrichtungen vor allem für hohe Kanalgeschwindigkeiten beachtliche Durchflusserhöhungen erzielt werden konnten.

Weiterhin konnten Untersuchungen von Peterson und Plesniak [109], die im Zusammenhang mit Anwendungen aus dem Bereich der Filmkühlung entstanden, anhand von PIV-Messungen zeigen, dass eine Variation der Strömungsrichtung der Luft im zuführenden Kanal einen entscheidenden Einfluss auf die Strahltrajektorie sowie auf die sich ausbildenden Wirbelstrukturen haben.

In einer anderen Arbeit von Plesniak [110] wurde der Winkel der Bohrungen variiert. Diese Variation resultierte in einem stark unterschiedlichen Verhalten der Jets, die grob in drei Regime aufgeteilt werden konnten:

- Wandstrahl für Bohrungswinkel  $\beta < 30^\circ$
- Wiederanlegender Strahl für Bohrungswinkel  $30^\circ < \beta < 60^\circ$
- Wandabgehobener Strahl für Bohrungswinkel  $\beta > 60^\circ$

### 2.2.3 Einblasung in eine verdrehte Hauptströmung

Neben der Variation zahlreicher Parameter des eindringenden Jets wurde in [83] und [88] ebenfalls die ebene Querströmung mit einer verdrehten Querströmung verglichen. Dabei zeigte sich, dass durch den Drall das globale Mischungsverhalten signifikant verbessert werden konnte, welches mit dem einer ebenen Strömung nicht vergleichbar war. Entsprechend wird klar, dass die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Erkenntnisse und Auslegungskriterien maximal für die Einblasung der Verdünnungsluft am Ende der Brennkammer ihre Gültigkeit behalten, wo der Drall nahezu abgeklungen ist. Dagegen wurden für die Einblasung

der Sekundärluftstrahlen in unmittelbarer Nähe der Dralldüsen neue Untersuchungen nötig.

Ähnlich wie im Fall der ebenen Strömung konzentrierten sich erste Studien in Anlehnung an die damals vorherrschenden Rohr- bzw. Ringrohrbrennkammern auf die Einblasung von Jets in eine verdrahlte Rohrströmung. Hierbei sind Arbeiten von Lilley (z.B. [107, 81]) sowie Ahmed und So (z.B. [1, 120]) zu nennen.

Seitens der Untersuchungen des für Ringbrennkammern relevanten Testfalls einer Einblasung von Jets aus gegenüberliegenden Lochreihen in eine drallbehaftete Querströmung in einem Rechteckkanal sind zahlreiche Arbeiten am Fachgebiet für *Gasturbinen Luft und Raumfahrtantriebe* (GLR, vormals GFA) der *Technischen Universität Darmstadt* (TUD) entstanden, die ähnlich wie bei [88] aus einer Modifikation einer reinen *Jet-in-Crossflow*-Konfiguration [33] hervorgegangen sind.

Dabei wurde von Blomeyer [19, 18] der Drall über Dralldüsen mit variabler Drallzahl (Typ *Movable Block*, [80]) stufenlos variiert. Im Vergleich mit der ebenen Strömung gelangte er zu den gleichen Erkenntnissen wie [88], dass die Vermischung beider Teilmassenströme durch den Drall signifikant verbessert werden konnte. Für den Fall einer weit stromabgelegenen Einblasung bzw. einer Einblasung in eine schwachverdralte Strömung konnte Blomeyer die vorhandenen Korrelationen zur Berechnung des idealen Impulsverhältnisses für ebene Strömungen durch die Einführung eines effektiven Lochabstands  $s_{SL,eff}$  und eines effektiven Impulsverhältnisses  $J_{eff}$  auf eine verdralte Hauptströmung übertragen. Grundvoraussetzung ist jedoch eine gleichmäßige Anströmung der Jets, was für den weitaus relevanteren Fall von stark verdrahlten Strömungen, in denen die unmittelbaren Auswirkungen des *Vortex Breakdown* bis hin zur Einblaseebene reichen, nicht mehr erfüllt ist.

Krautkremer knüpfte mit seiner Arbeit (z.B. [74, 75]) an die Studien von Blomeyer an. Dabei wurden jedoch nur Dralldüsen mit einer konstanten Drallzahl von  $S \approx 1$  eingesetzt, die sich jedoch in der Art der Drallerzeugung und Austrittskantengeometrie stark unterschieden. Neben den bereits im Rahmen des Kenntnisstands von Drallströmungen erwähnten Untersuchungen einzelner Drallströmungen (Abschnitt 2.2.1), wurde der Aufbau zunächst durch die Interaktion mehrerer Drallströmungen in einem Rechteckkanal über die Einblasung eines einzelnen Jets bis hin zur Einblasung gegenüberliegender Jetreihen in die komplexe Drallströmung sukzessive erweitert. Anhand der Messergebnisse konnte unter anderem gezeigt werden, dass die Korrelationen mit dem Hauptparameter Impulsverhältnis  $J$  über die Eindringtiefe bzw. Strahltrajektorie ihre Gültigkeit

verlieren. Im Umkehrschluss folgte Krautkremer, dass das globale Impulsverhältnis nach Gleichung (2.1) seine Aussagekraft verliert, da die Inhomogenität der Hauptströmung zu starken räumlichen Schwankungen der Hauptstromgeschwindigkeit führt. Als Ergebnis der Visualisierung der Vermischung mit der QLS-Methode (*Quantitative Light Sheet*) nach Voigt [129, 128] konnte gezeigt werden, dass ein stark instationäres Verhalten der Jets vorliegt, welches wiederum stark von der Position der Einblasung abhängt.

Diese Instationarität wurde im Rahmen der Fortführung der Arbeit von Krautkremer durch Findeisen [42] durch zeitaufgelöste Strömungsvisualisierungen [50] weiter untersucht. Dabei konnte die Vermutung von Krautkremer [75] und Voigt [128] bestätigt werden, dass die Drallströmung das Verhalten der Jets dominiert. Anhand von Frequenzanalysen sowohl der Strahltrajektorie als auch der Bewegungsmuster des PVC der Drallströmung konnte gezeigt werden, dass die vorherrschenden Frequenzen des PVC in beiden Teilströmungen vorhanden sind. Der Vergleich mit der eben Strömung konnte zeigen, dass die charakteristischen Frequenzen des Wirbelnachlaufs, wie z.B. in [47], im Fall der verdrehten Strömung nicht vorhanden sind oder im Rauschen untergehen [50].

Weitere Annäherungen zum realitätsnahen Fall erfolgten am Institut Antriebstechnik am *Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt* (DLR). Der Forschungsschwerpunkt der Gruppe um Hassa liegt in der Untersuchung von Gasturbinenbrennkammern unter realistischen Betriebsbedingungen (z.B. [23, 58]). In diesem Zusammenhang sind besonders Arbeiten von Griebel [53, 54] zu erwähnen, in denen gezeigt wurde, dass die wesentlichen Charakteristika der Brennkammerströmung im nicht reagierenden Fall, auch bei einer reagierenden Strömung beobachtet werden können, so dass die Erkenntnisse der kalten Strömung durchaus auf den Fall mit Verbrennung übertragbar sind.

## 2.3 Aktuelle Tätigkeiten

Mit den eben angeführten Erkenntnissen über die grundlegenden Zusammenhänge, die das Strömungs- und Mischungsverhalten in einer Brennkammer dominieren, lassen sich grundsätzliche Auslegungskriterien ableiten. Für die Optimierung einer realen Brennkammer müssen jedoch zwangsläufig alle Wechselwirkungen berücksichtigt werden, angefangen von der oben erwähnten rein aerodynamischen Interaktionen zwischen Drallströmungen und Sekundärlufteinblasung, über den Einfluss der Gemischaufbreitung auf die Verbrennung und Schadstoffbildung, bis hin zur



Kopplung der Brennkammerströmung mit der Strömung der benachbarten Bauteile, Verdichter und Turbine. Mit den Methoden der letzten Jahrzehnte konnten diese Interaktionen allenfalls abgeschätzt werden, so dass die tatsächlichen Effekte der getroffenen Maßnahmen erst in Prototypentests ermittelt werden konnten und in der Regel zahlreiche Änderungen und Feinabstimmungen notwendig waren.

Wie bereits in der Einleitung (Abschnitt 1.2) erwähnt, steht durch die enorme Entwicklung in den letzten Jahren seitens der Computerhard- und -software mit der numerischen Strömungssimulation (*Computational Fluid Dynamics*, CFD) ein Werkzeug zur Verfügung mit dem Potenzial, das Verhalten des Gesamtsystems Brennkammer vorherzusagen und ausgewählte Parameter einer Ausgangskonfiguration systematisch zu optimieren. Dabei ist insbesondere die Methode der LES, wie oben anhand der Teilströmungen beschrieben, in der Lage, die instationäre Strömungsmechanik abzubilden und mit einer Berechnung der chemischen Vorgänge während der Verbrennung zu verknüpfen.

Um ein solches Vorhersagemodell für das Gesamtsystem Brennkammer basierend auf LES bereitzustellen, wurde in einer Kooperation zwischen der *Technischen Universität Darmstadt* (TUD) und der *Universität Heidelberg* im Jahr 2001 der *Sonderforschungsbereich* (SFB) 568 “Strömung und Verbrennung in zukünftigen Gasturbinenbrennkammern” gegründet. Dabei steht zum einen die Weiterentwicklung von Teilmodellen zur Beschreibung von Turbulenz, Verdampfung, Verbrennung, Wärmestrahlung und -leitung und Sprayverbrennung im Vordergrund; zum anderen werden die numerischen Methoden und Optimierungsstrategien weiterentwickelt und in den Code FASTEST (*Flow Analysis Solving Transport Equations with Simulated Turbulence*) implementiert. Begleitende Experimente konzentrieren sich sowohl auf die Validierung einzelner Teilmodelle als auch auf die Validierung eines integralen Gesamtmodells und liefern zusätzlich grundlegende Erkenntnisse über die Mechanismen, welche wiederum zur Modellentwicklung beitragen.

### 2.3.1 Ziele der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beinhaltet die wesentlichen Ergebnisse der zweiten Phase des Teilprojektes C2 “Strömung und Mischung im Primärzonenbereich von Gasturbinenbrennkammern” des SFB 568 und baut direkt auf die Untersuchungen von Findeisen [42] aus der ersten Projektphase auf.

Als vorwiegend experimentelle Arbeit stellt sie dabei einen Beitrag zur

Validierung der numerischen Modelle und zum weiteren Erkenntnisgewinn über die aerodynamischen Mechanismen und Interaktionen innerhalb einer Brennkammer dar.

Die Untersuchungen erfolgen an einem vereinfachten atmosphärischen Brennkammermodell, welches an die Geometrie moderner Ringbrennkammern angelehnt ist. Da im Teilprojekt C2 die Aerodynamik der Brennkammer im Vordergrund steht, bleiben in den Untersuchungen Einspritzung und Verbrennung unberücksichtigt.

Aufgrund der starken Interaktionen der benachbarten Drallströmungen und dem vermuteten Einfluss der seitlichen Wände in [42], soll für die vorliegende Arbeit der Wandeinfluss durch die Verwendung von 5 statt 3 am Brennkammerkopf angeordneten Dralldüsen weiter reduziert werden. Durch zeitaufgelöste Messungen mittels der *Laser Doppler Velocimetry* (LDV) soll dabei überprüft werden, inwiefern die charakteristische Interaktionsfrequenz der Drallströmungen, über die in [50] und [16] berichtet wurde, durch diese Modifikation beeinflusst wird.

Neben der Interaktion der Drallströmungen untereinander steht die Wechselwirkung von Drallströmung und Sekundärluft und deren Vermischung im Vordergrund. Die Quantifizierung der zugrunde liegenden Strömungs- und Konzentrationsfelder erfolgt ebenfalls ausschließlich mit modernen optischen Lasermesstechniken *Particle Image Velocimetry* (PIV) und *Quantitative Light-Sheet* (QLS).

Um die experimentellen Daten für die Validierung numerischer Strömungssimulationen nutzen zu können, wie Abbildung 2.4 exemplarisch im Vergleich von PIV-Daten mit verschiedenen Simulationsmethoden aus [73] im Kontext der Entwicklung eines hybriden LES-RANS-Verfahrens von Kniesner [72] zeigt, muss die Zuverlässigkeit der Daten gewährleistet und die Genauigkeit überprüft werden. Zu diesem Zweck widmet sich ein Teil dieser Arbeit der Korrektur bzw. Abschätzung der Fehler, die den verschiedenen Messtechniken anhaften.

Als wesentliche Neuerung zur vorangegangenen ersten Projektphase soll zusätzlich eine Variation der Zuströmgeschwindigkeit der Sekundärluft im Nebenstromkanal  $u_{\text{NS}}$  bei konstantem Totaldruck  $p_{t,\text{NS}}$  durchgeführt werden. Diese erhöhte Zuströmgeschwindigkeit, wie sie in realen Brennkammern durch den zusätzlichen Luftstrom zu stromabgelegenen Verdünnungs- und Kühlluftbohrungen zustande kommt, soll durch die Abbläsung eines Bypassvolumenstroms am Ende der Nebenstromkanäle realisiert werden.

Aufgrund der im Vergleich zur ersten Projektphase verbreiterten Geometrie musste aus Festigkeitsgründen die Wandstärke des Trennblechs

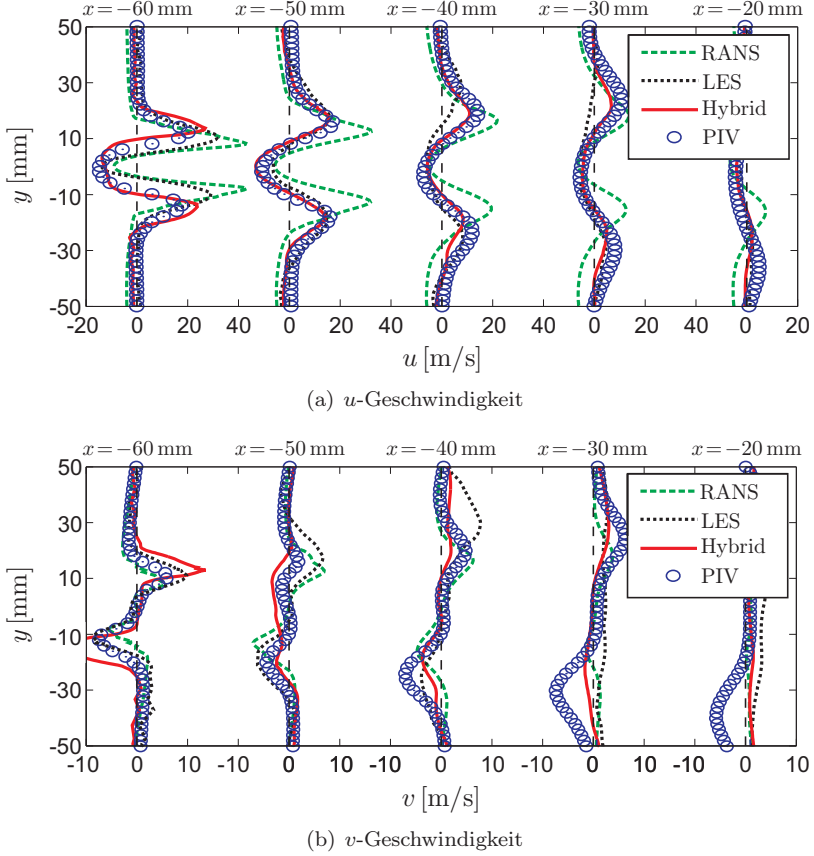


Abb. 2.4: Validierung von numerischen Simulationen aus [73],  $z = 0$  mm,  $\dot{m} = 20$  g/s,  $J = 0$

zwischen Haupt- und Nebenstromkanal erhöht werden. Zur Abschätzung des Einflusses der erhöhten Nebenstromgeschwindigkeit für realistische Wandstärken dienen numerische Strömungssimulationen mit Fokus auf der Durchströmung der Sekundärluftbohrungen. Neben den Erkenntnissen über das Strömungsverhalten innerhalb der Bohrung bieten diese Simulationen zusätzlich die Möglichkeit einer Variation der Geometrie der Eintrittskante der Bohrungen.

## 3 Aufbau

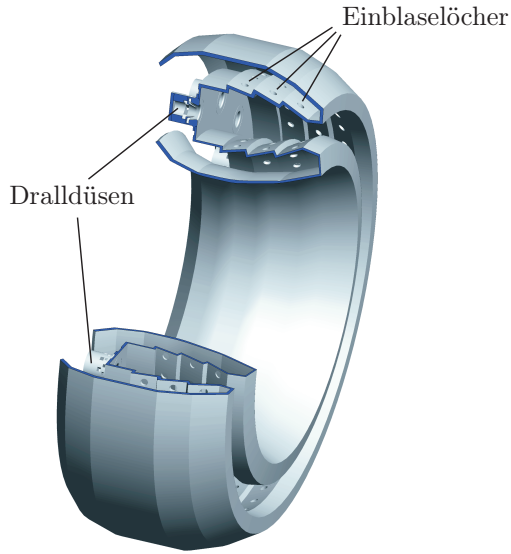
### 3.1 Modellbildung

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einer Modellbrennkammer<sup>1</sup> durchgeführt, welche an eine reale Ringbrennkammergeometrie angelehnt wurde (Abbildung 3.1a), wie sie typischerweise in aktuellen Flugtriebwerken zum Einsatz kommt. Dabei wird die Strömung nach Passieren von Einlauf, Verdichter und anschließendem Diffusor in Hauptstrom (HS) und Nebenstrom (NS) aufgeteilt. Der Hauptstrom gelangt über Dralldüsen in die eigentliche Brennkammer. Der Nebenstrom dagegen wird innen und außen an der Brennkammer vorbei geleitet und über mehrere Reihen von Sekundärluftbohrungen in die Brennkammer eingeblasen. Zusätzlich wird ein kleiner Teil der Luft als Kühlluft durch zahlreiche kleine Bohrungen in den Brennkammerwänden in die Brennkammer eingebracht.

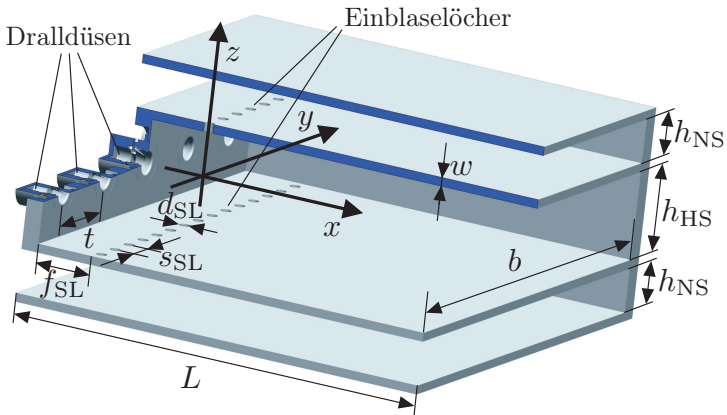
Da sich diese reale Brennkammergeometrie nicht zuletzt aufgrund der begrenzten Zugänglichkeit der gewölbten Oberflächen hinsichtlich der eingesetzten optische Messverfahren für wissenschaftliche Untersuchungen als ungeeignet erweist, wurde für die hier durchgeführten Studien, wie schon in der direkten Vorgängerarbeit [42], ein abgewinkeltes ebenes Modell mit einer Querschnittsfläche von  $h_{\text{HS}} \times b = 100 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$  verwendet (Abbildung 3.1b), um einen Kompromiss zwischen der real vorliegenden unendlichen Ausdehnung in Umfangsrichtung ( $y$ -Richtung) und den damit verbundenen sehr hohen Massenströmen zu finden. Entsprechend wurde die Mischkammer mit 5 Dralldüsen im Abstand von  $t = 10 \text{ mm}$  ausgestattet, wodurch die in [42] vermuteten Wandeffekte der 3-Düsenkonfiguration weiter abgeschwächt werden sollen. Um eine Durchbiegung der Trennbleche zwischen Sekundärluftkanälen und Mischkammer zu verhindern, musste dafür jedoch deren Wandstärke auf  $w = 10 \text{ mm}$  erhöht werden. Da sich die Untersuchungen dieser Arbeit auf die Primärzone und somit auf den Bereich vor der ersten Einblasung konzentrieren, wurde nur eine Reihe mit Einblaselöchern im Abstand von  $f_{\text{SL}} = 70 \text{ mm}$  zu den Dralldüsen realisiert. Dabei wurden pro Dralldüse 6 Bohrungen (3 Bohrungen auf jeder Seite) mit einem Durchmesser von

---

<sup>1</sup>Die Modellbrennkammer wird im Folgenden “Mischkammer” genannt.



(a) Ringbrennkammer, schematisch



(b) Mischkammergeometrie

Abb. 3.1: Modellbildung

$d_{\text{SL}} = 12 \text{ mm}$  verwendet, die in einem Abstand von  $s_{\text{SL}} = 33.\overline{3} \text{ mm}$  so angeordnet waren, dass die mittlere Bohrung mit der jeweiligen Dralldüsenachse fluchtet. Die Zuströmung der Nebenstromluft erfolgte durch zwei parallel zur Mischkammer verlaufende Kanäle der Höhe  $h_{\text{NS}} = 50 \text{ mm}$ . Die wesentlichen Abmessungen der Mischkammer, die in Abbildung 3.1a eingetragen sind, wurden zur besseren Übersicht in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Tabelle 3.1: Maße der Modellmischkammer

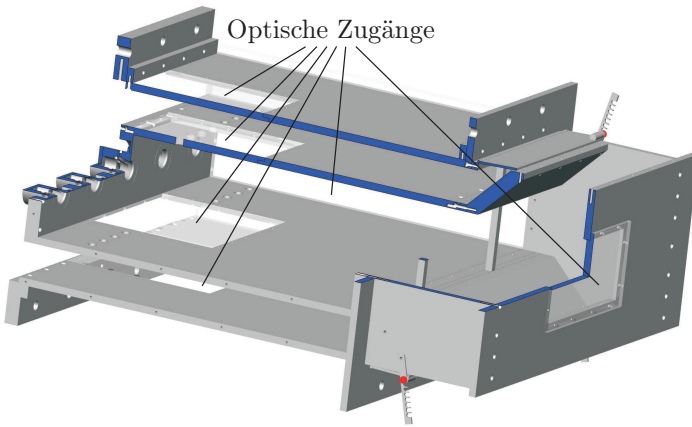
Breite	$b$	500 mm
Höhe - Hauptstrom	$h_{\text{HS}}$	100 mm
Höhe - Nebenstrom	$h_{\text{NS}}$	50 mm
Länge	$L$	500 mm
Teilung	$t$	100 mm
Primärzonenlänge	$f_{\text{SL}}$	70 mm
Lochdurchmesser	$d_{\text{SL}}$	12 mm
Lochabstand	$s_{\text{SL}}$	$33.\overline{3} \text{ mm}$
Wandstärke	$w$	10 mm

Ein Hauptziel dieser Arbeit stellt die Quantifizierung des Einflusses realer Zuströmbedingungen der Sekundärluft dar, welche wie bereits erwähnt zu einem großen Anteil als Verdünnungsluft in weiteren Bohrungsreihen in die realen Brennkammern injiziert wird, so dass es durch den zusätzlichen Massenstrom zu einer Erhöhung der Zuströmgeschwindigkeit kommt. Um diese Effekte zu berücksichtigen, wurden die Sekundärluftkanäle am Austritt mit einer verstellbaren Klappe versehen, welche über Haltebügel auf 8 Positionen<sup>2</sup> fixiert werden konnte (Abbildung 3.2). Da jedoch Klappenstellung #1 schon eine geringe Bypassströmung zuließ, wurde durch eine interne Verblockung der Sekundärluftkanäle zusätzlich eine Klappenstellung #0 eingeführt.

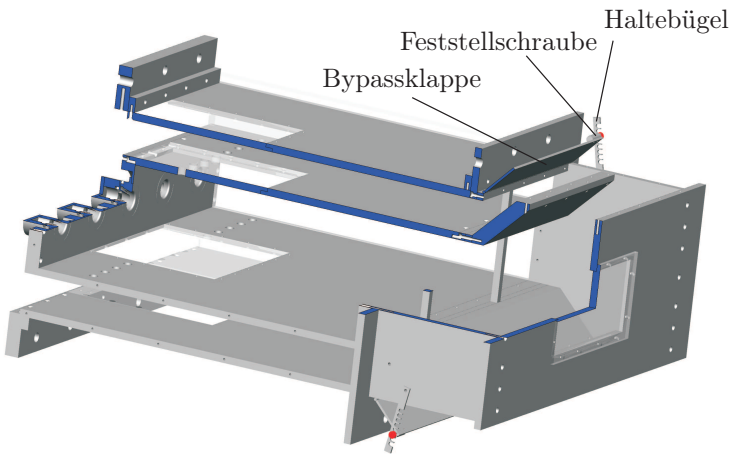
Wie Abbildung 3.2a zeigt, wurden für den Einsatz der optischen Messtechniken (Kapitel 4) zahlreiche Fenster in die Mischkammer eingebaut. Besonders zu erwähnen sind dabei die Seitenfenster, die einen Zugang zu allen Kanälen über die gesamte Mischkammerlänge von  $L = 500 \text{ mm}$  ermöglichen.

---

<sup>2</sup>Aufgrund von Strömungsablösungen war der maximale Bypassmassenstrom bereits bei Klappenstellung #6 erreicht.



(a) Bypassklappenstellung #1



(b) Bypassklappenstellung #6

Abb. 3.2: Mischkammermodell mit optischen Zugängen und Bypassregulierung

## 3.2 Dralldüse

Die eingesetzten Dralldüsen stellen eine 2:1-Nachbildung eines kommerziellen Produktes der Firma MTU dar<sup>3</sup>. Dabei handelt es sich um typische Airblast-Zerstäuber, bei denen der so genannte Filmleger die zwei koaxialen, gleichsinnigen Drallströmungen bis kurz vor Düsenaustritt trennt (Abbildung 3.3). Die eigentliche Erzeugung des Dralls mit einer globalen Drallzahl von  $S \approx 1$  (Herstellerangabe), definiert nach Gleichung (2.1), erfolgt durch 8 bzw. 12 tangentielle Kanäle.

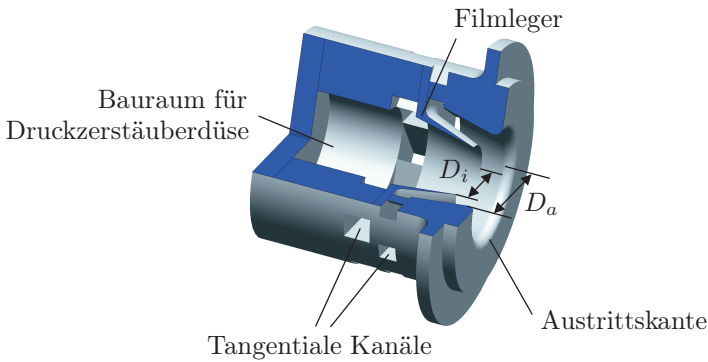


Abb. 3.3: Dralldüse

Tabelle 3.2: Maße der Dralldüse

Innerer Durchmesser	$D_i$	16.2 mm
Äußerer Durchmesser	$D_a$	23.4 mm

Wie man in Abbildung 3.3 erkennt, ist die Austrittskante des äußeren Ringkanals innen leicht abgerundet, so dass ein stumpfer Austrittswinkel vorliegt. Damit stellt sich eine wandabgehobene Drallströmung ein, deren Ausströmwinkel im Gegensatz zu den von [74] verwendeten Dralldüsen leicht vergrößert ist.

<sup>3</sup>Aus Vertraulichkeitsgründen werden an dieser Stelle nur die Hauptmaße angegeben.



### 3.3 Peripheriegeräte

#### Luftversorgung

Die Luftversorgung des Prüfstands erfolgte über zwei getrennte Stränge für Haupt- und Nebenstrom jeweils im Druckbetrieb, so dass in der Mischkammer selbst näherungsweise Umgebungsdruck angenommen werden konnte<sup>4</sup>. Die baugleichen Gebläse<sup>5</sup> wurden über Frequenzumrichter angesteuert und hatten eine maximale Leistung von je 15 kW mit einer maximalen Druckerhöhung von 16 kPa bzw. einem maximalen Luftvolumenstrom von  $1.4 \text{ m}^3/\text{s}$ .

Im Anschluss an die Gebläse wurde die Luft durch flexible Schläuche über Schlauchtüllen (4 Stück pro Kanal) von oben in den Prüfstand eingeleitet (Abbildung 3.4). Dadurch konnte sichergestellt werden, dass keine mechanischen Schwingungen von den Gebläsen auf den Prüfstand übertragen wurden; zum anderen wurde die Luft unmittelbar über die gesamte Kanalbreite verteilt, so dass ein verkürzter Vorlauf verwendet werden konnte. Im Vorlauf wurde die Höhe der Nebenstromkanäle von den ursprünglichen 100 mm auf  $h_{\text{NS}} = 50 \text{ mm}$  reduziert. An den Vorlauf schließt sich direkt die Messstrecke und der Auslauf an. Während die Nebenstromkanäle wie oben beschrieben nach den Bypassklappen direkt in die Umgebung abblasen, um die Druckverluste für möglichst große Bypassmassenströme gering zu halten, wurde die Hauptströmung nach Durchströmen der Mischkammer auf beiden Seiten über Auslaufrichter in ein gemeinsames Sammelrohr entsorgt.

#### Volumenstrommessung

Die Erfassung der Volumenströme des Hauptstroms  $\dot{V}_{\text{HS}}$  sowie des Nebenstroms  $\dot{V}_{\text{NS}}$  wurde durch Oszillationsdurchflussmesser<sup>6</sup> im Ansaugtrakt der Gebläse realisiert. Die Ungenauigkeit dieses Messgerätes liegt im genutzten Betriebsbereich nach Herstellerangaben bei  $\Delta \dot{V} / \dot{V} \leq 1.5 \%$ .

#### Druckmessung

Um die Betriebspunkte exakt beschreiben zu können, wurden zusätzlich Differenzdruckmessungen des statischen Drucks zwischen Vorlauf

---

<sup>4</sup>Diese Anordnung, die in [42] bereits verwendet wurde, erlaubt im Bedarfsfall den Einsatz von Schlitzten statt Fenster, ohne dass die Strömung wesentlich beeinflusst wird.

<sup>5</sup>Typ HRD 7FU-105/11, Fa. Elektror

<sup>6</sup>Typ DOG, Fa. KOBOLD Messring GmbH

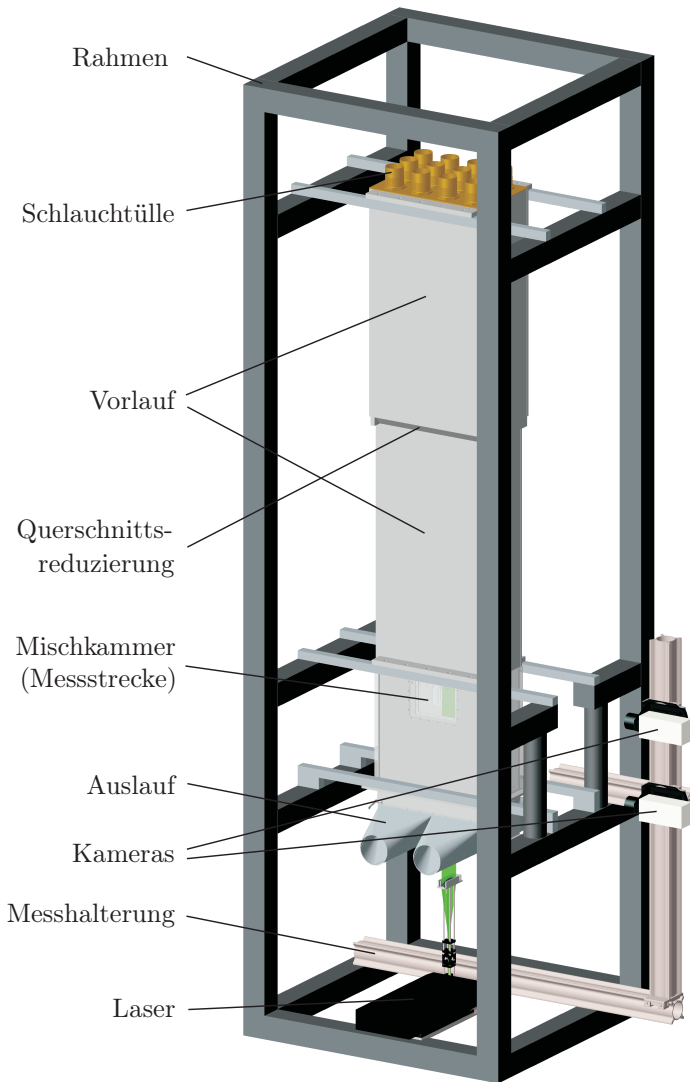


Abb. 3.4: Prüfstand mit Messtechnik (QLS/PIV)

von Hauptstrom  $p_{s,HS}$  bzw. Nebenstrom  $p_{s,NS}$  und Mischkammer  $p_{s,MK}$  durchgeführt. Die Druckmessbohrungen von Haupt- und Nebenstrom lagen dabei unmittelbar vor dem Eintritt in die Mischkammer; die Vergleichsmessung des Mischkammerdrucks erfolgte am Mischkammeraustritt, so dass näherungsweise wieder eine ausgeglichene Strömung angenommen werden konnte. Die verwendeten Differenzdruckmessgeräte<sup>7</sup> hatten eine Ungenauigkeit von  $\Delta(\Delta p)/\Delta p \leq 0.25\%$ ; allerdings lag die tatsächliche Ungenauigkeit der Druckmessung durch das angeschlossene Anzeigegerät bei niedrigen Drücken bei  $\Delta(\Delta p)/\Delta p \approx 1\%$ .

### Luftdichtebestimmung

Zusätzliche Messungen des Umgebungsdrucks  $p_u$  sowie der Umgebungstemperatur  $T_u$  im Ansaugbereich zur Bestimmung der Luftdichte  $\varrho$  nach der idealen Gasgleichung (3.1) wurden ebenfalls durchgeführt.

$$\varrho = \frac{p_u}{T_u R} \quad (3.1)$$

Ungenauigkeiten in der Bestimmung von Umgebungsdruck  $p_u$  und Umgebungstemperatur  $T_u$  lagen in erster Linie in Schwankungen der Messgrößen über die Versuchsdauer begründet und können daher nur abgeschätzt werden mit  $\Delta p_u \approx 5 \text{ Pa}$  und  $\Delta T_u \approx 1 \text{ K}$ , was bei Umgebungsbedingungen von  $p_u \approx 10^5 \text{ Pa}$  und  $T_u \approx 293 \text{ K}$  relativen Fehlern von  $\Delta p_u/p_u \approx 0.5\%$  und  $\Delta T_u/T_u \approx 0.3\%$  entspricht. Wie Testmessungen der Mischkammertemperatur und des Mischkammerdrucks zeigten, konnte der Prüfstand für die angefahrenen Betriebsparameter in erster Näherung als isotherm und isobar angesehen werden, so dass die Luftdichte  $\varrho$  sowie alle anderen Stoffgrößen, wie z.B. die kinematische Viskosität  $\nu$ , als konstant angesehen werden konnten.

## 3.4 Betriebsparameter

Anhand der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Messungen von Volumenströmen, Drücken sowie der Luftdichte lassen sich die Betriebsparameter des Prüfstandes unter einigen Vereinfachungen bestimmen. Zu diesen Näherungen zählen insbesondere die Annahmen der inkompressiblen Stromfadentheorie (z.B. in [121]) unter Vernachlässigung der Reibungsverluste zwischen den Druckmessstellen, sowie konstante Stoffgrößen (Dichte  $\varrho$ ,

---

<sup>7</sup>Typ C-XLDP1, Fa. DRESSER Instruments / Ashcroft®

kinematische Viskosität  $\nu$ , Adiabatenexponent  $\kappa$ ). Außerdem wurde der Anteil der Kanalgeschwindigkeit des Hauptstroms  $u_{\text{HS}}$  am Totaldruck  $p_{t,\text{HS}}$  mit einem Anteil von unter 1% vernachlässigt. Ferner war die Messung des statischen Drucks am Dralldüsenaustritt  $p_{s,\text{DD}}$  sowie in den Sekundärluftjets  $p_{s,\text{SL}}$  nicht möglich, so dass hier unter der Annahme von Austrittsverlusten (Carnot-Stoß) der statische Druck am Mischkammeraustritt  $p_{s,\text{MK}}$  herangezogen wurde.

### Hauptmassenstrom

Nach [65] liegt der relative Druckverlust über dem Drallerzeuger für typische Betriebspunkte, bei denen die Flamme im reagierenden Fall stabil brennt, bei  $\Delta p_{s,\text{DD}}/p_{s,\text{HS}} \approx 3.3\%$ . Unter der bereits erwähnten Voraussetzung, dass in der Mischkammer selbst näherungsweise Umgebungsdruck vorliegt ( $p_{s,\text{MK}} \approx p_u \approx 10^5 \text{ Pa}$ ) entspricht dies nach Gleichung (3.2) einer Druckdifferenz im Hauptbetriebspunkt von  $\Delta p_{s,\text{DD}} \approx 3400 \text{ Pa}$ .

$$\Delta p_{s,\text{DD}} \approx \Delta p_{s,\text{HS}} = p_{s,\text{HS}} - p_{s,\text{MK}} = \frac{3.3\%}{1 - 3.3\%} p_{s,\text{MK}} \quad (3.2)$$

Wie die aufgenommene Kalibrierkurve des Mischkammerprüfstandes in Abbildung 3.5 zeigt, führt dies zu einem Volumenstrom von  $\dot{V} \approx 0.1 \text{ m}^3/\text{s}$ . Mit der gemessenen Luftdichte von  $\varrho \approx 1.2 \text{ kg/m}^3$  lässt sich somit nach Gleichung (3.3) ein Gesamtmassenstrom von  $\dot{m}_{\text{HS}} \approx 120 \text{ g/s}$  bzw. ein Massenstrom pro Dralldüse von  $\dot{m}_{\text{DD}} \approx 24 \text{ g/s}$  berechnen<sup>8</sup>.

$$\dot{m}_{\text{HS}} = 5 \dot{m}_{\text{DD}} = 5 \varrho \dot{V}_{\text{DD}} = \varrho \dot{V}_{\text{HS}} \quad (3.3)$$

Als Alternative zum Betriebsparameter Massenstrom lässt sich mit Gleichung (3.4) eine Düsenreynoldszahl  $\text{Re}_{\text{DD}}$  einführen, die mit dem äußeren Düsendurchmesser  $D_a = 23.4 \text{ mm}$  und der kinematischen Viskosität  $\nu = 1558 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$  gebildet wird.

$$\text{Re}_{\text{DD}} = \frac{u_{\text{DD}} D_a}{\nu} \quad (3.4)$$

Dabei wird die Düsengeschwindigkeit  $u_{\text{DD}}$  mit Gleichungen (3.5) und (3.6) abgeschätzt.

---

<sup>8</sup>Der Massenstrom  $\dot{m}_{\text{DD}}$  wird im Folgenden vereinfacht als  $\dot{m}$  bezeichnet.

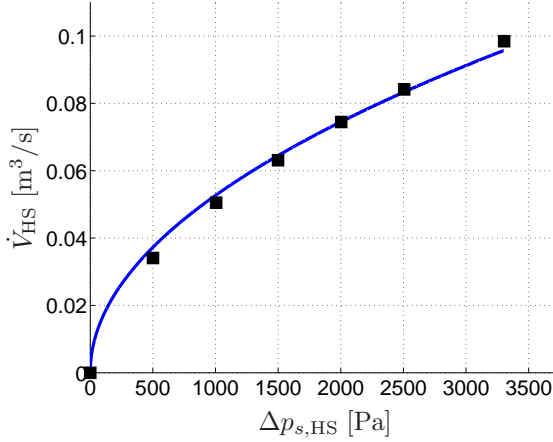


Abb. 3.5: Kennlinie, Hauptstrom

$$p_{t,HS} \approx p_{s,HS} + \frac{\rho}{2} u_{HS}^2 \overset{\approx 0}{\cancel{\quad}} \quad (3.5)$$

$$u_{DD} = \sqrt{2 \frac{p_{t,HS} - p_{s,DD}}{\rho}} \approx \sqrt{2 \frac{p_{s,HS} - p_{s,MK}}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{\Delta p_{s,HS}}{\rho}} \quad (3.6)$$

Dies führt im Hauptbetriebspunkt zu einer charakteristischen Düsenreynoldszahl von  $Re_{DD} \approx 36000$ . Da jedoch sowohl alle geometrischen Größen als auch die Stoffwerte konstant sind und die Düsenreynoldszahl auf eine vollturbulente Strömung hindeutet, folgt mit der Massenerhaltung  $u_{DD} \propto \dot{m}_{DD}$  und somit  $Re_{DD} \propto \dot{m}_{DD}$ , wodurch es letztendlich keine Rolle spielt, welche der beiden Größen als Betriebsparameter herangezogen wird.

Mit der Definition der Schallgeschwindigkeit  $a_{DD}$  in der Düse nach Gleichung (3.7) lässt sich außerdem die Düsenmachzahl  $Ma_{DD}$  nach Gleichung (3.8) bestimmen.

$$a_{DD} = \sqrt{\frac{\kappa p_{s,DD}}{\rho}}. \quad (3.7)$$

$$\text{Ma}_{\text{DD}} = \frac{u_{\text{DD}}}{a_{\text{DD}}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa} \frac{p_{t,\text{HS}} - p_{s,\text{DD}}}{p_{s,\text{DD}}}} \approx \sqrt{\frac{2}{\kappa} \frac{\Delta p_{s,\text{HS}}}{p_{s,\text{MK}}}} \quad (3.8)$$

Wie man direkt erkennt, ist diese Düsenmachzahl  $\text{Ma}_{\text{DD}}$  nur noch vom relativen Druckverlust bezogen auf den Mischkammerdruck  $p_{s,\text{MK}}$  abhängig und berechnet sich bei einem Adiabatenexponent  $\kappa \approx 1.4$  für den Hauptbetriebspunkt zu  $\text{Ma}_{\text{DD}} \approx 0.22$ . Somit ist die oben getroffene Annahme einer inkompressiblen Strömung durch  $\text{Ma}_{\text{DD}} < 0.3$  nach [4] gerechtfertigt.

Im Rahmen einer Massenstromvariation wurden Massenströme im Bereich von  $6 \text{ g/s} \leq \dot{m} \leq 48 \text{ g/s}$  eingestellt. Hierbei muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass für den höchsten Massenstrom von  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$  sowohl die Annahme einer inkompressiblen Strömung hinsichtlich einer zugehörigen Machzahl von  $\text{Ma}_{\text{DD}} \approx 0.44$  als auch die Voraussetzung einer konstanten Temperatur durch Verlustwärme des Gebläses bei längerer Betriebsdauer nicht mehr ohne Einschränkung gültig sind. Wie bereits von [74] und [42] festgestellt wurde und später im Ergebnisteil der vorliegenden Arbeit (Abschnitt 6.2) gezeigt wird, liegt eine Unabhängigkeit der Messergebnisse vom Massenstrom vor, so dass für weitere Variationen von Nebenstrom- und Bypassparametern lediglich der Hauptbetriebsmassenstrom  $\dot{m} = 24 \text{ g/s}$  sowie ein reduzierter Massenstrom von  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  eingestellt wurde.

### Impulsverhältnis

In der Problemstellung (Kapitel 2) dieser Arbeit wurde bereits dargelegt, dass die hier untersuchte Einblasung in eine drallbehaftete Hauptströmung eine Variation des klassischen Versuchsaufbaus *Jet-in-Crossflow* darstellt. In diesem Kontext wird als Nebenstromparameter in der Regel das Impulsverhältnis  $J$  verwendet, welches für Strömungen konstanter Dichte nach Gleichung (3.9) definiert ist.

$$J = \frac{\dot{I}_{\text{SL}}}{\dot{I}_{\text{HS}}} = \frac{u_{\text{SL}}^2}{u_{\text{HS}}^2} \quad (3.9)$$

Für reine *Jet-in-Crossflow*-Konfigurationen lassen sich so Korrelationen zwischen dem Eindringverhalten und dem globalen Impulsverhältnis aufstellen (z.B. [99]). In [74] wurde allerdings bereits beschrieben, dass eine definitionsgemäße Interpretation des globalen Impulsverhältnisses im

Fall von stark drallbehafteten Strömungen nicht mehr sinnvoll ist, da die enormen lokalen Unterschiede der Strömungsgeschwindigkeit in der Primärzone der Mischkammer im Vergleich zur ungestörten Kanalströmung mit  $u_{\text{HS}}$  zu stark variierenden lokalen Impulsverhältnissen führen, so dass das Eindringverhalten nicht mehr auf das globale Impulsverhältnis reduziert werden kann. Allerdings stellt das globale Impulsverhältnis dennoch einen zweckmäßigen Ähnlichkeitsparameter dar, der auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Während die mittlere Hauptstromgeschwindigkeit  $u_{\text{HS}}$  aus dem Volumenstrom der Hauptströmung  $\dot{V}_{\text{HS}}$  berechnet werden kann (Gleichung (3.10)), wird die Geschwindigkeit der Sekundärluftstrahlen  $u_{\text{SL}}$  über Gleichung (3.11) bis (3.13) aus dem Volumenstrom des Nebenstroms  $\dot{V}_{\text{NS}}$  und der Druckdifferenz zwischen Nebenstrom und Mischkammer  $\Delta p_{s,NS} \approx p_{s,NS} - p_{s,MK}$  bestimmt.

$$u_{\text{HS}} = \frac{\dot{V}_{\text{HS}}}{A_{\text{HS}}} \quad (3.10)$$

$$u_{\text{NS}} = \frac{\dot{V}_{\text{NS}}}{A_{\text{NS}}} \quad (3.11)$$

$$p_{t,NS} = p_{s,NS} + \frac{\rho}{2} u_{\text{NS}}^2 \quad (3.12)$$

$$u_{\text{SL}} = \sqrt{2 \frac{p_{t,NS} - p_{s,SL}}{\rho}} \approx \sqrt{2 \frac{p_{t,NS} - p_{s,MK}}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{\Delta p_{s,NS}}{\rho} + \frac{\dot{V}_{\text{NS}}^2}{A_{\text{NS}}^2}} \quad (3.13)$$

Die Variation des Impulsverhältnisses erfolgte in der Regel im Bereich von  $0 \leq J \leq 400$ , wobei die Hauptparameter auf  $J = 0$ ,  $J = 100$  und  $J = 400$  festgelegt wurden. Für einzelne Testfälle wurde zusätzlich ein Impulsverhältnis  $J = \infty$  vermessen, indem der Hauptmassenstrom ausgeschaltet wurde ( $\dot{m}_{\text{HS}} = 0$ ).

### Bypassparameter

Wie man sofort anhand von Gleichung (3.13) sieht, muss für eine konstante Einblasegeschwindigkeit  $u_{\text{SL}}$  der Totaldruck im Nebenstromkanal  $p_{t,NS}$  konstant gehalten werden. Aus Gleichung (3.12) folgt dann direkt, dass bei einem erhöhtem Bypassvolumenstrom  $\dot{V}_{\text{BP}}$  und der damit verbundenen Erhöhung der Nebenstromgeschwindigkeit  $u_{\text{NS}}$ , der statische Druck im Nebenstromkanal  $p_{s,NS}$  sinken muss. In Arbeiten von

Dittrich [32, 31] wurde ein dimensionsloser Strömungsparameter eingeführt, der die Geschwindigkeitserhöhung der Zuströmung berücksichtigt und im Folgenden als Bypassparameter  $\Upsilon$  bezeichnet wird. Wie Gleichung (3.14) zeigt, stellt dieser Parameter ebenfalls ein Impulsverhältnis zwischen Sekundärluftstrahlen und Nebenstrom dar.

$$\Upsilon = \frac{\dot{I}_{SL}}{\dot{I}_{NS}} = \frac{u_{SL}^2}{u_{NS}^2} \quad (3.14)$$

Für den Grenzfall der Ausströmung aus ruhender Luft gilt nach Gleichung (3.14)  $\Upsilon \rightarrow \infty$ ; für 100 % Bypassströmung ergibt sich aus  $\Delta p_{s,NS} = 0$  mit Gleichung (3.12) und (3.13) unmittelbar  $u_{SL} = u_{NS}$  und somit  $\Upsilon = 1$ . Abbildung 3.6 zeigt die Kennlinie des Nebenstroms für verschiedene Bypassklappenstellungen.

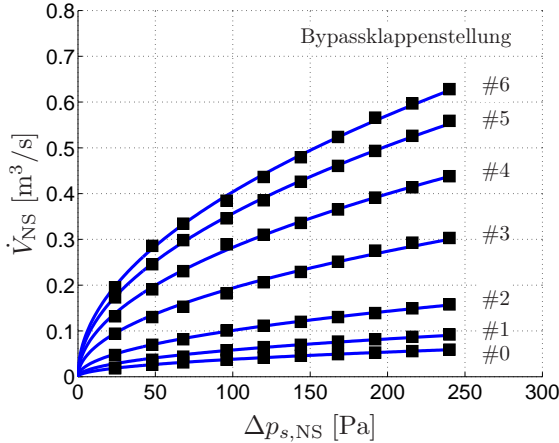


Abb. 3.6: Kennlinie, Nebenstrom

Die daraus resultierenden Bypassparameter  $\Upsilon$  sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Tabelle 3.3: Bypassparameter

Klappenstellung	#0	#1	#2	#3	#4	#5	#6
Bypassparameter $\Upsilon$ [–]	291	122	42	12	6.3	4.3	3.6



### 3.4.1 Unsicherheit der Betriebsparameter

Wie oben gezeigt wurde, werden die drei Betriebsparameter Hauptmassenstrom  $\dot{m}_{\text{HS}}$ , Impulsverhältnis  $J$  und Bypassparameter  $\Upsilon$  aus den fünf Messgrößen Umgebungsdruck  $p_u$ , Umgebungstemperatur  $T_u$ , Volumenstrom von Hauptstrom  $\dot{V}_{\text{HS}}$  und Nebenstrom  $\dot{V}_{\text{NS}}$  sowie der statischen Druckdifferenz zwischen Nebenstromkanal und Mischkammer  $\Delta p_{\text{NS}}$  bestimmt. Mit den Unsicherheiten dieser Messgrößen aus Abschnitt 3.3 lässt sich der maximale Fehler der Betriebsparameter durch die Linearisierung, die exemplarisch für die Fehlergrenze des Hauptmassenstroms in Gleichung (3.15) durchgeführt wurde, abschätzen.

$$\Delta \dot{m}_{\text{HS}} = \left| \frac{\partial \dot{m}_{\text{HS}}}{\partial p_u} \right| \Delta p_u + \left| \frac{\partial \dot{m}_{\text{HS}}}{\partial T_u} \right| \Delta T_u + \left| \frac{\partial \dot{m}_{\text{HS}}}{\partial \dot{V}_{\text{HS}}} \right| \Delta \dot{V}_{\text{HS}} \quad (3.15)$$

Somit ergibt sich für den Hauptmassenstrom ein maximaler relativer Fehler von  $\Delta \dot{m}_{\text{HS}} / \dot{m}_{\text{HS}} \leq 2.3\%$ . Für das Impulsverhältnis  $J$  und den Bypassparameter  $\Upsilon$  errechnen sich die Fehler auf entsprechendem Weg zu  $\Delta J / J \leq 5\%$  und  $\Delta \Upsilon / \Upsilon \leq 5\%$ .

## 4 Messtechnik und Datenanalyse

### 4.1 Übersicht

Eine Hauptanforderung an störungsempfindliche Strömungen wie der hier vorliegenden interagierenden Drallströmungen macht den Einsatz nicht-intrusiver Verfahren unabdingbar. Daher kamen bei der primären Datenerfassung ausschließlich optische Messtechniken zum Einsatz. Im Einzelnen handelt es sich dabei um folgende Verfahren, die in diesem Kapitel näher erläutert werden sollen:

Tabelle 4.1: Liste der eingesetzten optischen Messverfahren

Messverfahren	Messgröße	Eigenschaften
LDV	Geschwindigkeit	punktuell, zeitaufgelöst
PIV	Geschwindigkeit	planar, statistisch
QLS	Konzentration	planar, statistisch

Wie Tabelle 4.1 entnommen werden kann, dient die *Laser Doppler Velocimetry* (LDV) in erste Linie zur Erstellung zeitaufgelöster Geschwindigkeitsdatensätze, aus denen sich zeitliche Korrelationen und somit Turbulenzspektren bestimmen lassen. Die *Particle Image Velocimetry* (PIV) stellt ein planares Messverfahren dar und wurde am häufigsten eingesetzt, da sich hiermit bei relativ geringem Aufwand globale Informationen über das Geschwindigkeitsfeld gewinnen lassen und räumliche Korrelationen ermittelt werden können, die für die Beurteilung von Interaktionen im Strömungsfeld benötigt werden. Der Quantitative Lichtschnitt (*Quantitative Light-Sheet*, QLS) auf Basis von Mie-Streuung wurde zur Bestimmung der Konzentrationsverteilung eingesetzt.

Da alle diese Messverfahren auf der Verwendung vom Tracerpartikel basieren, wird im Folgenden zunächst auf die Eigenschaften und die Erzeugung der eingesetzten Tracer eingegangen.

### 4.1.1 Tracerpartikel

#### Anforderungen

Die grundlegende Anforderung an Tracerpartikel für optische Geschwindigkeitsmessverfahren stellt das ausreichende Folgevermögen bei genügend Streulichtintensität dar. Insbesondere für Konzentrationsmessungen mittels QLS müssen jedoch zusätzlich einige weitere Punkte berücksichtigt werden, die über diese Anforderungen hinausgehen und weitere Forderungen an die Partikel bzw. deren Erzeugung mit sich bringen.

**Folgevermögen** Nach [2] kann der maximale Partikeldurchmesser  $D_p$  von Aerosolen anhand von Formel (4.1) abgeschätzt werden.

$$D_p < \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_p f_c} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1}} \quad (4.1)$$

Dafür wurde die Grenzfrequenz mit  $f_c \approx 7 \text{ kHz}$  angenommen und der zulässige Schlupf auf den üblichen Wert von  $s = 1 \%$  gesetzt. In [17] konnte gezeigt werden, dass diese Grenzfrequenz für die Erfassung aller wesentlichen instationären Effekte für einen Massenstrom von  $\dot{m} = 50 \text{ g/s}$  pro Düse ausreichend ist. Mit einer Dichte in der Größenordnung von  $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$  und der dynamischen Viskosität der Luft  $\eta = 17.1 \text{ } \mu\text{Pa s}$  ergibt sich ein notwendiger Partikeldurchmesser von  $D_p < 1 \text{ } \mu\text{m}$ . Allerdings wurde in [50] gezeigt, dass es dennoch bei Partikeldurchmessern von  $D_p \approx 1.1 \text{ } \mu\text{m}$  bereits ab einem Massenstrom von  $\dot{m} = 20 \text{ g/s}$  pro Düse zu trägheitsbedingten Entmischungseffekten innerhalb der Düse bzw. am Düsenaustritt kommt, die in nahezu partikelfreien Flecken resultieren. Um diese Fehlerquelle insbesondere bei Konzentrationsmessungen zu minimieren, sollte der Partikeldurchmesser nach Möglichkeit weiter reduziert werden.

**Monodispersität** Für eine gute Signalqualität sollten vor allem bei der QLS-Messtechnik monodisperse Tracerpartikel vorliegen. Gerade bei einer vergleichsweise niedrigen Anzahldichte der Partikel verstärkt sich durch Schwankung der Streulichtintensitäten das Rauschen.

**Förderrate** Ebenfalls rauschverstärkend auf die QLS-Messtechnik wirkt eine ungleichmäßige oder sehr niedrige Partikelförderrate, da diese direkt ein Schwanken der Partikelanzahl in jedem Messpunkt trotz gleicher

Nennkonzentration bewirkt. Niederfrequente Schwankungen im Partikelstrom sind besonders problematisch, da diese im Gegensatz zu hohen Frequenzen durch Tiefpassfilterung des Partikelstroms kaum gedämpft werden können. Dies hat zur Folge, dass die Gesamtkalibrierprozedur des Konzentrationssignals  $c$  sowie des Rauschens  $\overline{c_R^2}$ , welche auf einem konstanten Partikeldurchsatz basiert, unter Umständen sehr ungenau wird. Für die Laser-Doppler-Messtechnik spielt die konstante Förderrate dagegen nur eine untergeordnete Rolle. Um hohe Frequenzen auflösen zu können, muss allerdings die Datenrate entsprechend angepasst werden, welche neben der Detektionsvolumengröße direkt von der Geschwindigkeit und der Anzahldichte der Partikel abhängt.

**Extinktion** Neben der erwünschten Lichtstreuung an den Tracerpartikeln kommt es zu zusätzlichen Streueffekten, die sich sowohl in der Abschwächung des einfallenden Laserlichtschnitts als auch in der Sekundärstreuung des Signallichts äußern. Diese unerwünschten Streueffekte steigen mit erhöhter Anzahldichte der Partikel sowie mit wachsendem Partikeldurchmesser. Die Korrektur dieser Abschwächungen für Konzentrationmessungen durch die QLS-Messtechnik ist mittels des so genannten *Shooting-Verfahrens* (z.B. [129]) zwar möglich, stellt jedoch einen enormen Aufwand dar und erfordert eine zusätzliche Beobachtung des gesamten Strahlgangs mit einer weiteren Kamera. Um diese Effekte vernachlässigen zu können, sollte die Gesamtabschwächung der Intensität unter 1 % gehalten werden, was nur durch sehr kleine oder wenige Partikel zu erreichen ist.

**Verschmutzung** Einen ähnlichen Effekt stellt die Sekundärstreuung des Signallichts an verschmutzten Scheiben dar. Diese Verschmutzung tritt in der vorliegenden Strömung in erster Linie als Folge hoher Zentrifugalkräfte in der Ausströmung der wandnächsten Drallströmung bzw. der Staupunktströmung der wandnächsten Sekundärluftjets auf. Theoretisch kann die Verschmutzung der Scheiben durch ausreichendes Folgevermögen der Partikel minimiert werden. In der Praxis treten allerdings je nach Art der Partikelgenerierung und deren Zusammensetzung dennoch vereinzelt wesentlich größere Tropfen auf. Als Entstehungsursache ist vor allem Agglomeration bei der Partikelgenerierung und Ablagerung im Zulauf der Messstrecke zu nennen. In der Regel eignen sich dabei durch Zerstäubung generierte Tracerpartikel besser als jene Aerosole, welche durch einen Verdampfungs-Kondensations-Prozess erzeugt werden, da sich gasförmige Anteile des Nebelfluids leicht an den kühlen

Wänden des Prüfstands niederschlagen.

**Lebensdauer** Ein weiterer Punkt der indirekt mit dem angesprochenen Problem der Verschmutzung verknüpft ist, stellt die Lebensdauer der Partikel dar. Während es in der Regel nützlich ist, wenn sich die niedergeschlagene Seedingflüssigkeit mit der Zeit durch Verdunstung verflüchtigt, stellt die Verdampfung der Seedingpartikel selbst ein Problem dar, welches sich in scheinbar abnehmenden Konzentrationen äußert, und so direkt das Messergebnis verfälscht oder indirekt über den Kalibrierprozess in das Ergebnis eingeht.

### Partikelgenerierung

Um den oben genannten und zum Teil widersprüchlichen Forderungen gerecht zu werden, wurde in der Regel ein Zerstäuber nach dem Prinzip der *Laskin*-Düse mit handelsüblichem Salatöl verwendet. Da dieser Zerstäuber über Druckluft betrieben wird, konnten durch eine exakte Regulierung des angelegten Differenzdrucks auf  $\Delta p_{\text{Laskin}} = 3$  bar konstante und reproduzierbare Arbeitsbedingungen geschaffen werden, so dass nahezu monodisperse Partikel mit einem Durchmesser von  $D_p < 1 \mu\text{m}$  vorlagen. Vorteilhaft kommt hinzu, dass die Tropfengrößenverteilung nur geringfügig von diesem Differenzdruck abhängt [2]. Über eine Prallplatte konnten größere Partikel aussortiert bzw. in kleiner Tropfen zerteilt werden. Eine weitere Ausselektion erfolgte in der sich anschließenden Beruhigungskammer mit einem Volumen von  $V_B = 0.2 \text{ m}^3$ , in der sich Ausreißer aufgrund ihres höheren Gewichts absetzen konnten. Der Hauptzweck der Beruhigungskammer war jedoch die Tiefpassfilterung des Partikelstroms, so dass kleinere Schwankungen durch ständige Vermischung ausgeglichen werden konnten. Nach der Beruhigungskammer wurde die unverdünnte Seedingluft über Schläuche direkt in den Ansaugbereich der beiden Gebläse geleitet. Ein dritter Schlauch diente zusätzlich als Abblase, um den Gesamtpartikelstrom zu regulieren. Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau der Seedingaufbereitung. Da die Verdampfung des verwendeten Öls im Vergleich zu anderen flüssigen Aerosolen näherungsweise vernachlässigbar ist, konnten die Tracerpartikel über den vollständigen Bereich der Betriebsparameter eingesetzt werden. Außerdem konnte während der Versuchsdauer keine wesentliche Verschmutzung der optischen Zugänge festgestellt werden.

In einigen Ausnahmefällen bei Versuchen mit Bypassströmung kam zusätzlich ein Nebelgerät vom Typ *Fog 2005 Loop* der Firma *SAFEX* zum

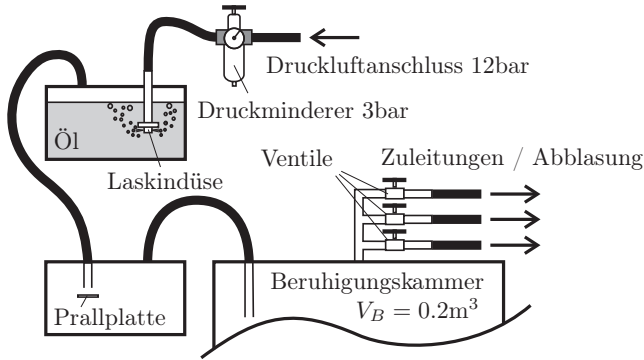


Abb. 4.1: Seedingaufbereitung (schematisch)

Einsatz, welches durch Verdampfung eines zugehörigen firmeneigenen Nebelfluids Partikel mit einem Durchmesser von  $D_p = 1.1 \pm 0.34 \mu\text{m}$  liefert<sup>1</sup>. Die Gründe hierfür waren, dass der oben aufgeführte Öl-Zerstäuber keine ausreichende Partikelmenge für die enormen Bypassvolumenströme bereitstellen konnte und die zwangsläufige direkte Ableitungen des partikelbeladenen Bypassstroms in den Versuchsraum hinsichtlich der Lungengängigkeit der Partikel mit dem *SAFEX*-Nebelfluid unbedenklicher erschien. Dieses Nebelfluid kam allerdings nur bei LDV und PIV zum Einsatz, bei denen die Nachteile insbesondere hinsichtlich der kontinuierlichen Verschmutzung der Scheiben und schwankender Förderrate unwesentlich sind.

## 4.2 Laser Doppler Velocimetry (LDV)

Zur Durchführung zeitaufgelöster Messungen wurde ein kommerzielles Laser-Doppler-Messgerät verwendet, dessen Funktionsweise in der entsprechenden Fachliteratur nachgeschlagen werden kann (z.B. [2]). Das Messsystem wurde im 1-Komponenten-Modus bei einer Wellenlänge von 514 nm in Rückstreuung betrieben. Als Lichtquelle wurde ein Argon-Ionen-Laser bei einer Ausgangsleistung von 1 W eingesetzt. Die Send- und Empfangsoptik konnte ohne weitere Strahlaufweitungs- und Einzelstrahlverstellungskomponenten verwendet werden, da mit dem Ausgangsstrahlabstand von 60 mm zusammen mit der verwendeten Sendelinse mit einer Brennweite von 310 mm ein ausreichender Geschwindig-

<sup>1</sup>Dieses Geräte wurde bereits in ähnlichen Arbeiten von [17, 16, 43, 50] eingesetzt.

keitsbereich von  $-26.7 \text{ m/s} \leq u \leq 93.5 \text{ m/s}$  abgedeckt wurde. Dadurch konnte die Justageprozedur der einzelnen Laserstrahlen sowie die Justage der Empfangsoptik entfallen.

Um Messungen der Hauptgeschwindigkeitskomponente  $u$  bis unmittelbar am Düsenaustritt durchführen zu können, wurde die Optik um  $5.5^\circ$  geneigt, indem der obere Laserstrahl wandparallel ausgerichtet wurde. Hierdurch kommt es nach  $u_M = \vec{u} \cdot \vec{e}_{\text{LDV}}$  mit  $\vec{u} = (u, v, w)^T$  und  $\vec{e}_{\text{LDV}} = (f_u, f_v, f_w)^T$  zu einer leichten Schwächung der  $u$ -Geschwindigkeitskomponente mit dem Faktor  $f_u = \cos 5.5^\circ \approx 0.99$ , die mit der  $v$ -Geschwindigkeitskomponente über den Faktor von  $f_v = \sin 5.5^\circ \approx 0.09$  überlagert ist, während für den Einfluss der  $w$ -Geschwindigkeit weiterhin gilt  $f_w = 0$ ; da die  $v$ -Geschwindigkeitskomponente in der Regel weit unter der Hauptgeschwindigkeitskomponente  $u$  liegt, kann der Einfluss jedoch näherungsweise vernachlässigt werden.

Der verwendete optische Aufbau resultierte in einer Messvolumengröße von  $958 \mu\text{m} \times 93 \mu\text{m} \times 92 \mu\text{m}$ . Nach [2] bzw. [69] kommt es durch das relativ lange Messvolumen zu einer Verfälschung der gemessenen Turbulenzgrößen durch Scheinturbulenz, welche aus der Vermischung von zeitlichen und räumlichen Schwankungen resultiert. Da die hier durchgeführten Messungen in erster Linie jedoch der Erstellung der Turbulenzspektren zur Ermittlung charakteristischer Frequenzen kohärenter Strömungsstrukturen dienten, wurde dieser Effekt nicht weiter untersucht.

#### 4.2.1 Turbulenzspektren

Um aus den zufällig abgetasteten Laser-Doppler-Daten Turbulenzspektren zu bestimmen, sind eine Reihe von Verfahren bekannt, die in [12] zusammengetragen und hinsichtlich ihrer Genauigkeit verglichen worden sind. Die besten Resultate werden dabei von den *Slotting*-Algorithmen erzielt, welche auf [93] zurückgehen. Hierbei werden die gemessenen Geschwindigkeiten paarweise korreliert (Gleichung (4.2)) und anhand ihrer Zeitdifferenz ( $t_i - t_j$ ) dem am besten passenden Slot  $k\Delta\tau$  der Autokorrelationsfunktion  $R_{uu}$  zugeordnet, die sich durch Mittelung aller Korrelationen  $\pi_{ij}$  eines jeden Slots berechnet.

$$\pi_{ij} = (u_i u_j) \quad (4.2)$$

$$R_{uu}(k\Delta\tau) = \bar{\pi}_{ij}(k\Delta\tau) \quad (4.3)$$

Diese Technik wurde von [103] zur Fuzzy-Slotting-Technik erweitert indem Wichtungsfaktoren  $W_{ij}$  entsprechend des Abstands zu den beiden nächstgelegenen Slots  $k_1\Delta\tau$  und  $k_2\Delta\tau$  eingeführt wurden.

$$k_1\Delta\tau \leq (t_i - t_j) \leq k_2\Delta\tau \quad \text{mit} \quad k_2 - k_1 = 1 \quad (4.4)$$

$$W_{ij} = 1 - \left| \frac{(t_i - t_j) - k\Delta\tau}{\Delta\tau} \right| \quad (4.5)$$

Eine weitere Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit, die von [126] vorgeschlagen wurde, kann durch eine lokale Normierung der Autokorrelationsfunktion mit der Varianz der jeweils beteiligten Daten erreicht werden, die in [125] bzw. [101] mit der Fuzzy-Slotting-Technik zu Gleichung (4.6) vereint wurde.

$$\rho_{uu}(k\Delta\tau) = \frac{\sum W_{ij} \pi_{ij}(k\Delta\tau)}{\sqrt{\sum W_{ij} \pi_{ii}(k\Delta\tau)} \sqrt{\sum W_{ij} \pi_{jj}(k\Delta\tau)}} \quad (4.6)$$

Zusätzlich wurde die in [104] beschriebene *Refined Reconstruction Technique* verwendet. Die Autokorrelationsfunktion wurde nach Gleichung (4.7) aus der Korrelationskoeffizientenfunktion  $\rho_{uu}$  berechnet.

$$R_{uu}(k\Delta\tau) = \overline{u^2} \rho_{uu}(k\Delta\tau) \quad (4.7)$$

Die Berechnung des Leistungsdichtespektrums  $S_{uu}$  erfolgte über die Fouriertransformation aus der Autokorrelationsfunktion unter Verwendung von *Variable Windowing* [124] sowie *Continuous Fourier Transform* [101]. Nach [17] und [50] liegt die höchste charakteristische Frequenz der vorliegenden Brennkammerströmung bei  $f_{\max} \approx 1400$  Hz für den Massenstrom von  $\dot{m} = 20$  g/s. Um dennoch ein Vielfaches dieser Frequenz auflösen zu können, wurde die mittlere Datenrate auf  $\dot{N} \approx 1500$  Hz bei einer Messdauer von  $T_{\text{ges}} = 600$  s eingestellt, wodurch Frequenzen im Bereich von  $1\text{ Hz} \leq f \leq 5000\text{ Hz}$  problemlos aufgelöst werden konnten. Die entsprechende Slot-Breite und Anzahl wurde auf  $\tau = 10^{-4}$  s und  $k_{\max} = 10000$  festgelegt. Wie die Häufigkeit der *Inter Arrival Time* (IAT) einer Messreihe sowie die globale Häufigkeit der Ereignisse jedes Slot zeigen, sind dabei alle Slots  $k\tau$  mit  $H > 1.3 \cdot 10^5$  ausreichend besetzt.



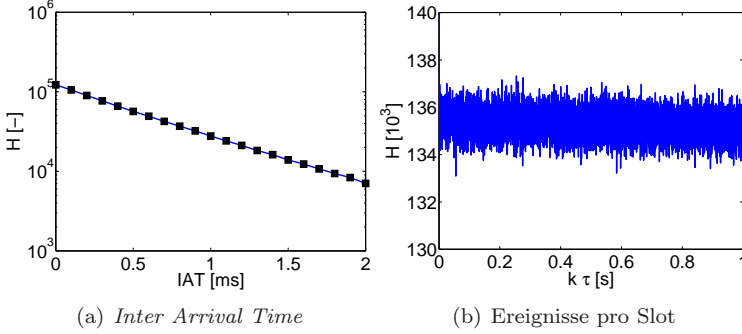


Abb. 4.2: Besetzung der Slots für die Slotting-Technik

### 4.3 Particle Image Velocimetry (PIV)

Für die planaren Geschwindigkeitsmessungen mittels der *Particle Image Velocimetry* (PIV) wurde ein kommerzielles Messsystem verwendet. Als Lichtquelle wurde ein Doppelpulslaser vom Typ *New Wave-Gemini 200* mit einer Energie von 200 mJ pro Schuss bei einer Wellenlänge von 532 nm eingesetzt. Die Energiestabilität beträgt dabei nach Herstellerangaben 95 % bei 98 % aller Schüsse nach einer Vorlaufzeit von 30 min. Die intensivierten Doppelbildkameras vom Typ *PCO-Sensicam* hatten eine Auflösung von  $1376 \times 1040 \text{ Px}^2$ . Für den Hauptteil aller Messungen im Längsschnitt mit  $y = \text{konst.}$  wurde der Laserstrahl durch eine selbstgebaute Lichtschnittoptik<sup>2</sup>, die im Rahmen der Konzentrationsmessungen (Abschnitt 4.4.1) näher erklärt wird, zu einem parallelisierten Lichtschnitt mit einer Höhe von  $h'_{\text{LS}} = 90 \text{ mm}$  bei einer Lichtschnittdicke von  $d_{\text{LS}} = 2.75 \text{ mm}$  aufgeweitet. Wie aus den Messergebnissen aus Abschnitt 6.1.1 ersichtlich wird, liegt eine vordreidimensionale Strömung vor, die im Fall der angesprochenen Messebenen mit  $y = \text{konst.}$  für den Massenstrom von  $\dot{m} = 24 \text{ g/s}$  eine maximale Geschwindigkeit von  $v \approx 40 \text{ m/s}$  senkrecht zu diesen Ebenen aufweist (*Out-of-Plane*-Geschwindigkeit). Laut Angaben in der Fachliteratur (z.B. [111, 117, 135]) sollte für die maximale *Out-of-Plane*-Verschiebung der Partikel gel-

<sup>2</sup>In anderen Messebenen wurde eine kommerzielle Lichtschnittoptik mit einem daraus resultierenden divergenten Lichtschnitt eingesetzt. Da die entsprechende Lichtschnittdicke nicht bekannt war, wurde der Pulsabstand für diese Konfigurationen in Testreihen nach der *Trial-and-Error*-Methode optimiert.

ten  $\Delta y \leq 0.25 d_{LS}$ , so dass für den Hauptmassenstrom von  $\dot{m} = 24 \text{ g/s}$  über  $\Delta y = v \Delta t$  die maximale, zulässige Zeit zwischen den beiden Pulsen auf  $\Delta t_{\max} \approx 17 \mu\text{s}$  abgeschätzt werden konnte. Für die Messungen wurde jedoch der Pulsabstand auf  $\Delta t \approx 12.5 \mu\text{s}$  reduziert. Entsprechend dieses kurzen Pulsabstands mussten für die Verschiebungen der Partikel innerhalb der Messebene  $\Delta x$  und  $\Delta z$  auch sehr geringe *In-Plane*-Verschiebungen in Kauf genommen werden, wie Abbildung 4.3 anhand der Häufigkeiten zweier Datensätze mit  $N = 1000$  PIV-Aufnahmen zeigt.

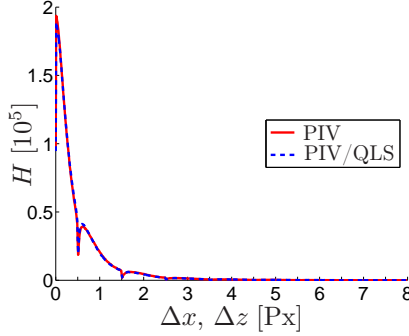


Abb. 4.3: *In-Plane*-Verschiebung der Partikel,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  
 $\dot{m} = 24 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$

Nach [102] liegt die maximal erreichbare Genauigkeit der PIV-Messtechnik bei  $0.1 \text{ Px}$ , was für das angeführte Beispiel einer Genauigkeit der Geschwindigkeit von ungefähr  $0.4 \text{ m/s}$  und somit einem Rauschanteil von  $\overline{u_R'^2} \approx 0.16 \text{ m}^2/\text{s}^2$  bzw.  $\overline{w_R'^2} \approx 0.16 \text{ m}^2/\text{s}^2$  entspricht. Unter der Annahme, dass dieses Rauschen statistisch unabhängig vom Signal ist, gelten Gleichung (4.8) und (4.9), und man erkennt anhand der hohen Werte der gemessenen Reynoldsspannungen  $\overline{u_M'^2}$  und  $\overline{w_M'^2}$  in Abbildung 4.4, dass der Anteil des Rauschens vernachlässigbar ist.

$$\overline{u_M'^2} = \overline{(u' + u_R')^2} = \overline{u'^2} + 2 \overline{u' u_R'} + \overline{u_R'^2} \quad (4.8)$$

$$\overline{w_M'^2} = \overline{(w' + w_R')^2} = \overline{w'^2} + 2 \overline{w' w_R'} + \overline{w_R'^2} \quad (4.9)$$

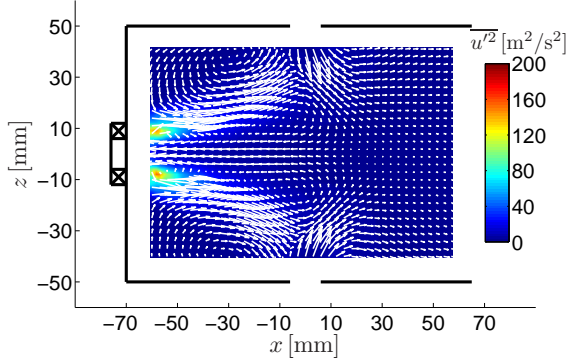
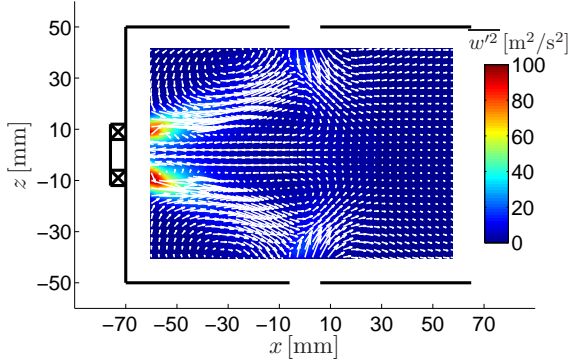

(a) Reynoldsspannung  $\overline{u'^2}$ 

(b) Reynoldsspannung  $\overline{w'^2}$ 

Abb. 4.4: Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{w'^2}$ ,  $y=0$  mm,  
 $\dot{m}=24$  g/s,  $J=100$ 

Um die von [102] angeführte Genauigkeit zu erreichen, wurde innerhalb der kommerziellen Software für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Standard-PIV-Messungen ein Kreuzkorrelationsalgorithmus mit einer finalen *Interrogation Area*-Größe (IA) von  $32 \times 32 \text{ Px}^2$  verwendet. Neben *Window Shifting* und sukzessiver Verkleinerung der IAs ausgehend von einer Startgröße von  $128 \times 128 \text{ Px}^2$  wurde außerdem eine Verzerrung der IAs (*Window Deformation*) durchgeführt. Die Überprüfung der Einzelmessungen erfolgte über eine Validierung des Korrelationspeaks (*Peak Validation*) sowie durch nachträgliches Aussortieren von Ausreißern (*Range Validation*). Für das später angesprochene kombi-

nierte Messverfahren aus PIV und QLS (Abschnitt 4.5) wurde allerdings auf die Techniken der *Window Deformation* sowie auf die *Peak Validation* verzichtet und die finale Größe der IAs auf  $64 \times 64 \text{ Px}^2$  erhöht, da es sonst in Bereichen extrem geringer Partikelkonzentrationen zu einem signifikanten Anstieg der Anzahl der Ausreißer und somit zu einer Reduzierung des Datenumfangs gekommen wäre. In einigen wenigen Ausnahmen wurde zu Vergleichszwecken ebenfalls eine finale Größe der IAs von  $16 \times 16 \text{ Px}^2$  eingestellt. Die Gesamtzahl der Vektoren wurde jedoch über die Variation des Überlappungsanteils der IAs (*Window Overlap*) in allen Messreihen konstant gehalten, so dass eine räumliche Auflösung von  $83 \times 52$  Vektoren bei einem Abstand zwischen den Vektoren von ungefähr 1.8 mm vorlag. Für die Visualisierung in dieser Arbeit wurden die Vektoren jedoch in der Regel auf ein 1 mm-Raster interpoliert und nur jeder dritte Vektor dargestellt. Die eben beschriebenen verschiedenen Einstellungen des PIV-Algorithmus sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt

Tabelle 4.2: PIV-Konfigurationen

Konfiguration	PIV	QLS	Test		
<i>Interrogation Area</i> [ $\text{Px}^2$ ]	$32 \times 32$	$64 \times 64$	$64 \times 64$	$32 \times 32$	$16 \times 16$
<i>Window Overlap</i> [%]	50	75	75	50	0
<i>Window Deformation</i>	✓	—	✓	— / ✓	— / ✓
<i>Peak Validation</i>	✓	—	—	—	—
<i>Range Validation</i>	✓	✓	✓	✓	✓

## 4.4 Konzentrationsmessungen (QLS)

Wie Arbeiten von [129, 128, 43], etc. zeigen, stellt die in dieser Arbeit eingesetzte Konzentrationsmesstechnik QLS (*Quantitativer Lichtschnitt*) ein geeignetes Verfahren dar, um planare Informationen über Konzentrationsverteilungen und Mischungszustände zu erhalten. Da neben QLS mit Aceton-PLIF (*Planar Laser-Induced Fluorescence*) ein weiteres effizientes planares Konzentrationsmessverfahren existiert, welches häufig zur Quantifizierung von Mischungsvorgängen eingesetzt wird (z.B. [5, 65, 15, 22, 76]), sollen an dieser Stelle kurz die Entscheidungskriterien für das QLS-Verfahren erläutert werden.

Die Grundidee, die beiden Messverfahren zugrunde liegt, stellt ein Ungleichgewicht der initialen Tracerpartikelanzahldichte in den beiden sich vermischenden Teilmassenströmen dar, so dass durch die indirekte Mes-

sung der Partikelkonzentration innerhalb eines definierten Messvolumens auf einen lokalen Mischungsbruch geschlossen werden kann. Die Messung der Partikelanzahl erfolgt dabei in beiden Verfahren durch die Erfassung der Streulichtintensität mit einer oder mehreren Kameras nach einer vorausgehenden Beleuchtung der Tracerpartikel mit einem ebenen Laserlichtschnitt. Einen grundlegenden Unterschied stellen jedoch die Tracerpartikel selbst dar, welche im Falle von QLS in der Größenordnung von  $D_p \approx 1 \mu\text{m}$  liegen wohingegen es sich bei Aceton um einen molekularen Tracer handelt. Damit sind automatisch alle im Abschnitt 4.1.1 aufgelisteten Anforderungen, welche an die Anzahldichte und Größe der Partikel gestellt werden, für PLIF ideal erfüllt (insbesondere hinsichtlich eines guten Folgevermögens und der Minimierung von *Marker Shot Noise*). Diese Eigenschaft erlaubt die Betrachtung von Diffusionsvorgängen an der eigentlichen Mischungsfront [15], wohingegen bei QLS die räumliche Auflösung allein durch die verwendeten Tracer auf die Größenordnung von Millimetern festgelegt ist und somit lediglich die Untersuchung makroskopischer Mischungsvorgänge erlaubt. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung der Mischungsvorgänge der Brennkammerströmung im Kontext der Bereitstellung von Validierungsdaten für numerische Strömungssimulationen durch LES ist die Erfassung der makroskopischen Mischung jedoch ausreichend. Weitere Unterschiede ergeben sich aus der Art des Signallichts, welches im Falle der Mie-Streuung des QLS-Verfahrens eine starke Richtungsabhängigkeit aufweist, wohingegen die frequenzverschobene Emission der Fluoreszenz richtungsunabhängig ist. Hieraus folgt auch, dass beim Einsatz von PLIF direkte Reflexionen des Laserlichts einfach herausgefiltert werden können und Sekundärstreuung des emittierten Lichts am Hintergrund vernachlässigt werden kann. Dieser Vorteil von PLIF gegenüber QLS, welcher sich in einer leicht vereinfachten Signalverarbeitung widerspiegelt, wird durch die Notwendigkeit einer Kalibrierung der Intensitätsabhängigkeit des Fluoreszenzsignals sowohl von der Laserlichtschnittintensität als auch von der Temperatur wieder aufgehoben [22]. Ein weiteres Problem, das durch den Einsatz von Aceton-PLIF aufkommt, ist die Unverträglichkeit mit Polymethylmethacrylat (*Plexiglas*®), so dass optische Zugänge aus Quarzglas notwendig geworden wären, was einem erheblich größeren Fertigungsaufwand gleichkommt. Ein weiteres wesentliches Entscheidungskriterium für den Einsatz des QLS-Verfahrens stellen die Basiskomponenten, Laser und Kameras, dar. Da im Falle von QLS mit Mie-Streuung gearbeitet wird, können für QLS und PIV exakt dieselben Komponenten eingesetzt werden (Nd:YAG-Laser 532 nm, intensivierte CCD-Kameras),

wohingegen die Anregung von Aceton durch einen UV-Laser mit einer Wellenlänge zwischen 248 nm und 308 nm erfolgen muss, und das emittierte Licht mit Wellenlängen zwischen 350 nm und 550 nm in der Regel mit speziellen UV-intensivierten CCD-Kameras detektiert wird. Dies erlaubt bei der Durchführung simultaner Geschwindigkeits- und Konzentrationsmessung (PIV/PLIF) die Trennung der verschiedenen Signale durch optische Filter [15]. Für einen solchen Aufbau müssen jedoch beide Systeme exakt aufeinander abgestimmt sein, was insbesondere hinsichtlich der zeitlichen Synchronisation und der Ausrichtung der Lichtschnitte mit großem Aufwand verbunden ist. In der vorliegenden Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, dass bei der geforderten räumlichen Auflösung simultane Geschwindigkeits- und Konzentrationsmessungen auch durch eine Kombination der Messverfahren PIV und QLS möglich sind (siehe Abschnitt 4.5). Da hierbei nur mit einem System gearbeitet wird und lediglich die aufgenommenen Bilder mit beiden Algorithmen ausgewertet werden, entfällt die zusätzlichen Ausrichtung und Synchronisation eines zweiten Systems.

Da die wesentlichen Nachteile der QLS-Messtechnik gegenüber Aceton-PLIF lediglich die räumliche Auflösung betreffen, welche bei der vorliegenden Messaufgabe jedoch von untergeordneter Relevanz ist, wurde aufgrund der erheblich einfacheren Handhabung QLS als zweckmäßiges Konzentrationsmessverfahren gegenüber PLIF vorgezogen.

#### 4.4.1 Aufbau

Die QLS-Messanordnung bestehend aus denselben Grundkomponenten (Laser und Kameras), die bereits im Rahmen der PIV-Messapparatur erläutert wurden (siehe Abschnitt 4.3), wurde im Wesentlichen von [43] übernommen und für die durchzuführenden Messungen im Längsschnitt ( $y = \text{konst.}$ ) adaptiert. Dabei wurde der Lichtschnitt von unten in negativer  $x$ -Richtung durch ein Fenster in den Prüfstand eingeleitet. Diese Variante wurde der Lichtschnitteinleitung in  $z$ -Richtung vorgezogen, da es in diesem Fall zu Mehrfachreflexionen des Lichtschnitts an den Doppelscheiben der Sekundärluftkanäle kommen würde. Der negative Einfluss der direkten Reflexion des Lichtschnitts am Drallerzeugerflansch (Abbildung 4.6b) konnte durch die leichte Drehung der Hauptkamera (CAM1) mit einem Bildbereich von  $-62 \text{ mm} < x < 60 \text{ mm}$  um ca.  $5^\circ$  in Vorwärtsstreuung unter Verwendung von Scheimpflugadaptoren minimiert werden. Wie Abbildung 4.5 schematisch zeigt, wird dadurch schon bei einem geringen Wandabstand  $d_w \approx 8 \text{ mm}$  der Strahlengang des wand-

nächsten Strahls so verändert, dass sich der Abstand  $d_r$  zum Punkt der direkten Reflexion des Lichtschnitts entscheidend vergrößert.

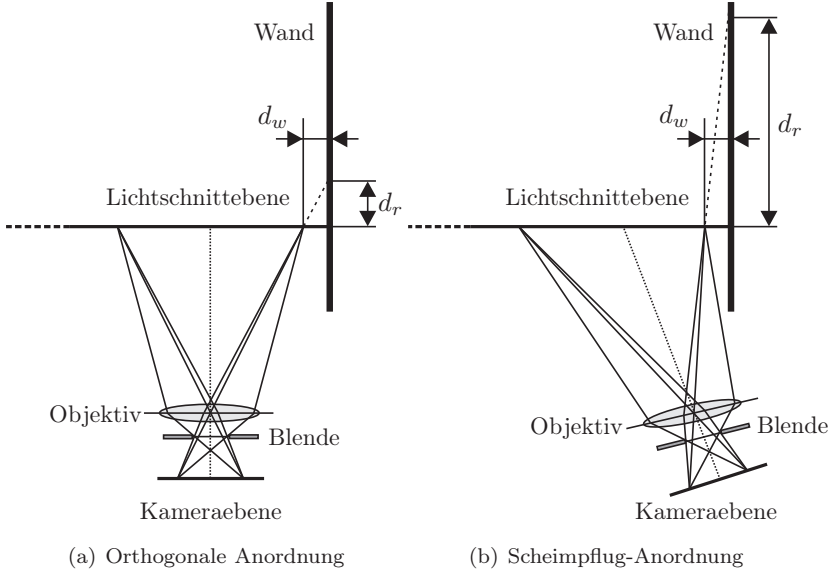


Abb. 4.5: Strahlengang und Wandabstand bei verschiedenen Kameraanordnungen, schematisch

Am Punkt des vergrößerten Abstands (Abbildung 4.5b) ist in erster Linie die lokale, durch Sekundärstreuung auf die Wand eingestrahlte Energie wesentlich geringer als im ungedrehten Fall (Abbildung 4.5a). Zusätzlich wirkt sich der vergrößerte Abstand sowohl von der Streulichtquelle (Partikel) zur Wand als auch von Wandreflexionen zur Kamera in einer Reduzierung der Fehlerintensität im Kamerasignal aus, was durch die allgemeine Beziehung  $I/I_0 = (d_0/d)^2$  für divergente Lichtquellen sofort ersichtlich ist. Ein positiver Nebeneffekt der leicht gedrehten Anordnung ist eine Erhöhung der Streulichtintensität aufgrund der Mie-Streuungseigenschaft der Tracerpartikel [27, 2].

Die Referenzierung des Lichtschnittintensitätsprofils durch eine zweite Kamera (Abbildung 4.6b, CAM2) erfolgte im Gegensatz zum Aufbau von [43] nicht in einer Küvette sondern weiter stromab in einem Bereich von  $300 \text{ mm} < x < 420 \text{ mm}$  in der Mischkammer selbst. Grundvoraussetzung hierfür ist selbstverständlich, dass in der Strömung am Ort der

Referenzierung eine homogene Tracerpartikelverteilung vorliegt. Diese Tatsache konnte jedoch durch Messungen am 3-Düsen-Prüfstand von [44] schon für eine Messebene bei  $x=100$  mm bestätigt werden. Vorteile der Referenzierung der Lichtschnittintensität anhand des ausgemischten Partikelstroms ist, dass zum einen die Kalibrierung der Küvette entfällt, und zum anderen, dass automatisch ein experimenteller Referenzwert für den ausgemischten Zustand vorliegt, der später zur Mischungsquantifizierung eingesetzt werden kann (siehe Abschnitt 4.4.3).

Auf die von [44] eingesetzte dritte Kamera zur Referenzierung der globalen Partikeldichte konnte aufgrund der zeitlich sehr konstanten Partikelanzahldichte in beiden Teilmassenströmen (Abschnitt 4.1.1) verzichtet werden. Außerdem würden sich dennoch auftretende geringe Schwankungen sowohl auf das Bild der Hauptkamera (CAM1) als auch auf das der Referenzkamera (CAM2) zur Lichtschnittreferenzierung auswirken und sich so bei der Signalverarbeitung herausheben. Lediglich die Korrektur des Hintergrundeinflusses würde als Folge einer daraus resultierenden verfälschten Globalintensität  $I_g$  ungenau, da die Schwankung der Partikelanzahl fälschlicherweise als Schwankung der Laserintensität interpretiert werden würde (siehe Gleichung (4.14)). Die Partikeldichte selbst wurde so eingestellt, dass die Extinktion im Fall der maximalen Partikelbeladung im Vergleich zur minimalen Partikelbeladung bei unter 1 % lag. In der Basiskonfiguration ohne Bypass wurde die höhere Partikelanzahldichte der Sekundärluft ( $\overline{P}_{SL}$ ) aufgeprägt. Im Gegensatz dazu war die Seedingdichte des Hauptstroms ( $\overline{P}_{HS}$ ) etwa um den Faktor  $f_p = \overline{P}_{HS}/\overline{P}_{SL} \approx 0.1$  niedriger, so dass eine Auswertung reiner Hauptstrombilder ( $J=0$ ) durch den PIV-Algorithmus in den kombinierten Messungen (Abschnitt 4.5) gerade noch möglich war. In der Praxis war diese grenzwertige Partikelbeladung jedoch nur von untergeordneter Bedeutung, da es durch die starke Rezirkulation bereits innerhalb der Dralldüse zu einer Vermischung mit der rezirkulierenden, stark partikelbeladenen Sekundärluft kam. Hinsichtlich der von [50] berichteten Entmischungseffekte innerhalb bzw. unmittelbar am Austritt der Dralldüse ist die gewählte Zuordnung der beiden unterschiedlichen Partikelanzahldichten ebenfalls vorteilhaft, da mit kleineren Werten  $P(x, z, n) \ll P_{\max}$  für die Partikelanzahldichte in diesen Bereichen die Fehlerdifferenz zu den fehlerbehafteten Messwerten  $P_M(x, z, n) \approx 0$  geringer wird. Im Falle der Konzentrationsmessungen mit Bypass musste die Aufteilung des Seedings auf die beiden Teilmassenströme jedoch umgekehrt werden. Der Grund hierfür liegt in der beschränkten Gesamtseedingmenge, die für den vergleichsweise hohen Bypassvolumenstrom nicht mehr ausreichend war.



Ein weiteres wichtiges Merkmal für Konzentrationsmessungen ist die spezielle Lichtschnittoptik zur Generierung eines parallelen Lichtschnitts. Die Parallelisierung zu einer konstanten Lichtschnitthöhe ist für die simultane Referenzierung der lokalen Intensitätsverteilung im Lichtschnitt unabdingbar und verhindert direkte Reflexionen an den Kanalwänden. Zusammen mit der ebenfalls konstant gehaltenen Lichtschnittdicke ändert sich somit die Intensitätsdichte in Ausbreitungsrichtung  $\vec{e}_t$  ebenfalls nicht. Dies gewährleistet ein über den kompletten Bildbereich vergleichbares Rauschniveau. Dadurch wird indirekt eine Reduzierung der nutzbaren Kameradynamik verhindert, da diese auf die maximal auftretende Intensität angepasst werden muss, welche sich durch Rauschen um ein Vielfaches erhöhen kann. Die praktische Umsetzung der Lichtschnittgenerierung erfolgte über eine Lichtschnittoptik, bestehend aus einem Umlenkspiegel und je einem Paar Zylinderlinsen, die es ermöglichen die Parallelität in beiden Dimensionen unabhängig voneinander optimieren zu können (Abbildung 4.6a).

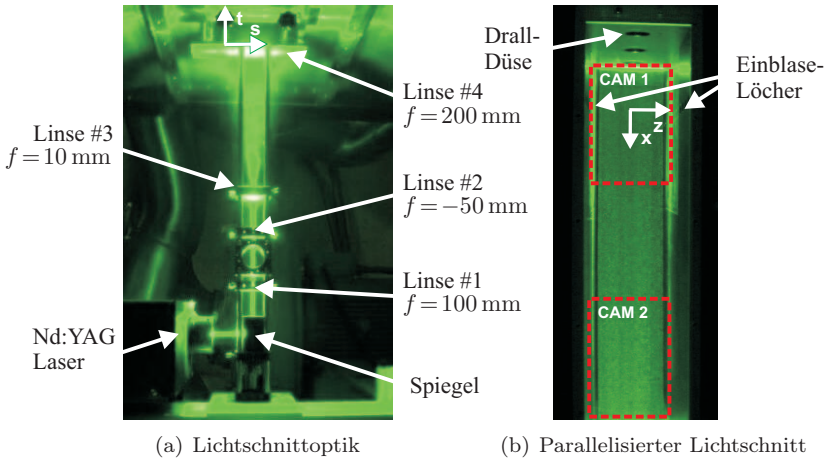


Abb. 4.6: Lichtschnitt für Konzentrationsmessungen

Die Reduzierung der Lichtschnittdicke vom ursprünglichen Durchmesser des Laserstrahls  $D_S = 5.5 \text{ mm}$  auf eine Dicke von  $d_{LS} = 2.75 \text{ mm}$  wurde über ein konvex-konkaves Linsenpaar (Linse #1,  $f = 100 \text{ mm}$ ; Linse #2,  $f = -50 \text{ mm}$ ) realisiert. Zur Aufweitung des Laserstrahls wurde eine weitere konvexe Linse geringer Brennweite eingesetzt (Linse #3,  $f = 10 \text{ mm}$ ),

und der divergente Lichtschnitt abschließend durch die konvexe Sendelinse (Linse #4,  $f=200$  mm) auf eine Lichtschnitthöhe von  $h_{\text{LS}}=110$  mm parallelisiert. Beim Eintritt in die Mischkammer wurde der Lichtschnitt auf seine endgültige Höhe von  $h'_{\text{LS}}=90$  mm beschnitten. Damit wurde sichergestellt, dass keine direkten Reflexionen an den seitlichen Wänden das Messsignal verfälschen (Abbildung 4.6b).

Nach theoretischen Überlegungen basierend auf der Annahme eines Gaußstrahls ( $\text{TEM}_{00}$ ) würde somit am Rand des Lichtschnitts eine Reduzierung der Intensität auf  $\tilde{I}_{\text{Rand}}/\tilde{I}_{\text{max}} \approx 26\%$  vorliegen (siehe Anhang A.1). Abbildung 4.7a zeigt die gemessene Intensität  $\tilde{I}(s, t)$  in Lichtschnittkoordinaten  $t$  und  $s$ , wobei  $\vec{e}_t$  in die jeweilige lokale Ausbreitungsrichtung des Lichtschnitts gerichtet ist und  $\vec{e}_s$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zeigt ( $\vec{e}_s \perp \vec{e}_t$ ). Damit wird die Lichtschnittintensität  $\tilde{I}(s, t)$  bei Vernachlässigung der Extinktion in Ausbreitungsrichtung nur noch eine Funktion der Koordinate  $s$ . Da diese diskrete Koordinate  $s$  im Ursprung mit  $t_0 = 0$  unmittelbar nach der Sendelinse (Abbildung 4.6a) per Definition äquidistant ist ( $\Delta z(t_0) = z(s+1, t_0) - z(s, t_0) = \text{konst.}$ ) gibt die Intensitätsverteilung  $\tilde{I}(s)$  die initiale Intensitätsverteilung des Lichtschnitts wieder<sup>3</sup>.

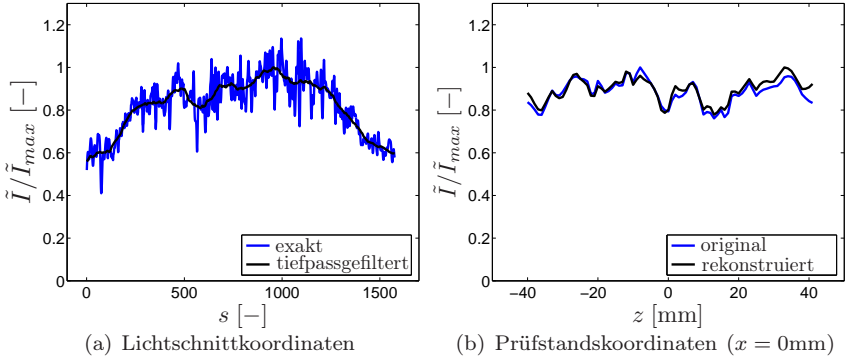


Abb. 4.7: Intensitätsprofil des Lichtschnitts

Wie man an der zur besseren Visualisierung tiefpassgefilterten Intensitätsverteilung (Abbildung 4.7a) sieht, liegt der tatsächliche Abfall der Intensität am äußeren Rand des Lichtschnitts lediglich bei einem Wert

<sup>3</sup>Hinweise zur physikalischen Erzeugung des Lichtschnittkoordinatensystems und zur Transformation zwischen Prüfstandskordinaten und Lichtschnittkoordinaten befinden sich im Anhang A.2

von  $\tilde{I}_{Rand}/\tilde{I}_{max} \approx 55\%$ . Außerdem ist zu erkennen, dass es durch Linsenfehler und Verschmutzung der Oberflächen zu starken lokalen Schwankungen in der Intensitätsverteilung kommt. Vergleicht man diese initiale Intensitätsverteilung mit der Intensitätsverteilung im Messbereich, die exemplarisch für  $x=0$  in Abbildung 4.7b aufgetragen wurde, sieht man, dass sich der Randabfall des Intensitätsprofils weiter reduziert hat und in den lokalen Schwankungen der Intensität untergeht. Der Grund hierfür liegt in der sphärischen Aberration, die sich mit anwachsendem Strahlabstand von der optischen Achse in einer kontinuierlichen Reduzierung der Schnittweite äußert (Abbildung 4.8). Da sich dieser Effekt durch die Verwendung zweier konvexer Linsen sowohl bei der Fokussierung (Linse #3) als auch bei der Parallelisierung (Linse #4) verstärkt, kommt es insgesamt zu einer Fokussierung der äußeren Strahlen.

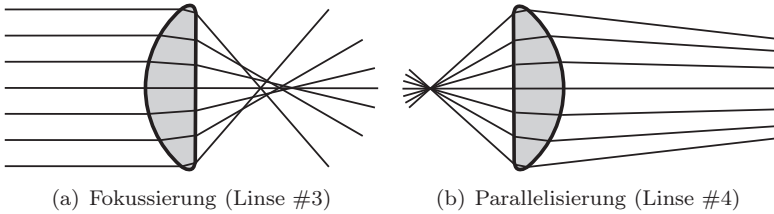


Abb. 4.8: Sphärische Aberration (schematisch)

Neben der gemessenen Intensitätsverteilung wurde in Abbildung 4.7b, die rekonstruierte Intensität aufgetragen. Hierfür wurde die gemessene Streulichtintensität aus dem Referenzbild (CAM2) auf Lichtschnittkoordinaten transformiert und wieder in Prüfstandskordinaten des Hauptbildes (CAM1) überführt. Man erkennt, dass die Rekonstruktionsgenauigkeit bei ca. 95 % liegt. Die Ursachen der geringen Restunterschiede liegen in erste Linie in der Winkelabhängigkeit sowohl der Mie-Streuungscharakteristik der Partikel als auch der Empfindlichkeit der CCD-Chips, wobei diese lokalen Streu- und Beobachtungswinkel je nach Aufbau für beide Kameras mehr oder weniger unterschiedlich sein können. Zusätzlich schlagen sich andere Störungen im Strahlengang zwischen Tracerpartikel und CCD-Chip der Kamera, wie vor allem verschmutzte oder fehlerhafte Oberflächen der Fenster oder Objektive, in diesen Ungenauigkeiten nieder. Da diese Einflüsse allerdings zeitlich konstant sind, können sie in einer ortsabhängigen Konstanten  $A(x, z)$  zusammengefasst und durch entsprechende Kalibrierung korrigiert werden (Abschnitt 4.4.2).

#### 4.4.2 Signalverarbeitung

Um Mischungsbrüche bzw. Konzentrationen zu bestimmen muss zunächst die Partikelanzahl oder genauer gesagt ein Maß für die Partikelanzahl  $P(x, z, n)$  bekannt sein. Zusätzlich gehen Referenzwerte für beide ungemischten Teilmassenströme  $\overline{P}_{\text{HS}}(x, z)$  und  $\overline{P}_{\text{SL}}(x, z)$  in die Berechnung der lokalen Konzentration  $c(x, z, n)$  in Gleichung (4.10) ein.

$$c(x, z, n) = \frac{P(x, z, n) - \overline{P}_{\text{HS}}(x, z)}{\overline{P}_{\text{SL}}(x, z) - \overline{P}_{\text{HS}}(x, z)} \quad (4.10)$$

Da die Kameras die Partikelverteilung nur indirekt über die detektierte Streulichtintensität  $C(x, z, n)$  messen, welche eine Funktion des Orts  $x$ ,  $z$  sowie der Bildnummer  $n$  ist, müssen zahlreiche Korrekturen erfolgen, um daraus die Partikelanzahl  $P(x, z, n)$  zu bestimmen. Gleichung (4.11) zeigt die verwendete Zerlegung eines aufgenommenen Bildes  $C(x, z, n)$ , wie sie von [43] vorgeschlagen wurde und alle wesentlichen Störeinflüsse aus [129] berücksichtigt. Im Gegensatz zu [43] wurde in Gleichung (4.11) jedoch auf die Korrektur der Hintergrundausschleuchtung durch Partikelstreulicht verzichtet, da der Hintergrund in den vorliegenden Messungen bei einem Seitenwandabstand von 200 mm weit genug von der Bild- bzw. Lichtschnittebene und somit von der zugehörigen Lichtquelle entfernt lag. Durch die sehr kurzen Wege des Strahlgangs innerhalb der Mischkammer konnte außerdem von der Korrektur der Extinktion mit daraus resultierenden Werten von unter 1 % ebenfalls abgesehen werden.

$$C(x, z, n) = P(x, z, n) I(x, z, n) A(x, z) + H^0(x, z) I_g(n) + D(x, z) \quad (4.11)$$

Eine kurze Erläuterung der Komponenten von Gleichung (4.11) ist in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Während  $C(x, z, n)$  als Messgröße direkt zur Verfügung steht und die Partikelanzahl  $P(x, z, n)$  die gesuchte Größe darstellt, mussten die anderen Terme in Tabelle 4.3 durch zusätzliche Bilderserien bestimmt werden, die ergänzend in jedem Versuch aufgenommen wurden. Eine vollständige Liste aller benötigten Bilderserien befindet sich in Tabelle 4.4.

Der Dunkelstrom konnte dabei anhand der Bilderserie  $C_D(x, z, n)$  ohne Laser bestimmt werden ( $I(x, z, n)=0$  und  $I_g(n)=\langle I(x, z, n) \rangle=0$ ).

$$D(x, z) = \overline{C}_D(x, z) \quad (4.12)$$

Tabelle 4.3: Variablen für die Signalverarbeitung

Variable	Definition
$C(x, z, n)$	- Kamerasignal
$P(x, z, n)$	- Maß für die lokale Partikelanzahl
$\overline{P}_g$	- Maß für die globale Partikelanzahl
$I(x, z, n)$	- Lokale Lichtschnittintensität
$I_g(n)$	- Globale Lichtschnittintensität
$A(x, z)$	- Einfluss der Streu- und Beobachtungswinkel
$H^0(x, z)$	- Hintergrund durch Reflexionen
$D(x, z)$	- Dunkelstrom und Umgebungslicht

Tabelle 4.4: Bilderserien zur Signalverarbeitung

Bilderserie	Partikelanzahl	Laser	Gebläse
$C$	$\overline{P}_g = \overline{P}_{\text{SL}} \overline{c}_g + \overline{P}_{\text{HS}} (1 - \overline{c}_g)$	✓	HS & NS
$C_{\text{SL}}$	$\overline{P}_g = \overline{P}_{\text{SL}}$	✓	NS
$C_{\text{HS}}$	$\overline{P}_g = \overline{P}_{\text{HS}}$	✓	HS
$C_D$	-	-	-
$C_{H^0}$	-	✓	-
$C_S$	$\overline{P}_g = \overline{P}_{\text{SL}}$	✓	NS

Eine weitere Bilderserie  $C_{H^0}(x, z, n)$  mit Einsatz des Lasers, allerdings weiterhin ohne Tracerpartikel ( $P(x, z, n) = 0$ ), ermöglichte die Quantifizierung eines mittleren Hintergrunds  $H^0$ , der jedoch noch an die mittlere globale Laserintensität  $\overline{I}_g$  geknüpft ist.

$$H^0(x, z) \overline{I}_g = \overline{C}_{H^0}(x, z) - D(x, z) \quad (4.13)$$

Wie bereits im Abschnitt 4.3 erläutert wurde, liegt die Energie-Stabilität des Lasers bei ca. 95% für 98% der Schüsse. Dies erlaubt zwar nicht die Annahme, dass die Laserintensität an sich konstant ist, allerdings lässt sich die über  $N = 1000$  Bilder gemittelte Intensität reproduzieren, so dass für die globale Lichtschnittintensität  $\overline{I}_g = \text{konst.}$  gesetzt werden kann. Geht man weiterhin davon aus, dass sich aufgrund der sehr stabilen Partikelförderung die globale Partikelanzahl während des Versuchs nicht ändert  $P_g \neq P_g(n)$  (Abschnitt 4.1.1) lässt sich mit Gleichung (4.14) die

augenblickliche globale Laserleistung ermitteln.

$$\frac{I_g(n)}{\bar{I}_g} = \frac{\langle C_2(x_2, z_2, n) - D_2(x_2, z_2) \rangle}{\langle \bar{C}_2(x_2, z_2) - D_2(x_2, z_2) \rangle} \quad (4.14)$$

Wie durch den Index 2 angedeutet, wurde hierfür selbstverständlich das Referenzbild (CAM 2) verwendet, da im Hauptbild (CAM 1) während der reguläreren Versuche, die Konzentrationen durch unterschiedliche dreidimensionale Mischungszustände sehr stark schwankten. Im Gegensatz dazu gilt für das Referenzbild (CAM 2)  $P_2(x_2, z_2, n) \approx \bar{P}_g$ .

Dieses Referenzbild diene jedoch vor allem der Abschätzung der lokalen Lichtschnittintensität, welche über eine doppelte Transformation zunächst auf Lichtschnittkoordinaten und dann auf das Koordinatensystem des Hauptbildes übertragen wurde. Die dafür nötige Visualisierung des Strahlgangs, welche durch Einbringen eines Streifenmusters in den Lichtschnitt erfolgte, wurde in einer weiteren Bilderserie  $C_S(x, z, n)$  festgehalten<sup>4</sup>.

$$I_2(x_2, z_2, n) \rightarrow I_{LS}(s, n) \rightarrow I_1(x_1, z_1, n) \quad (4.15)$$

Wie man anhand der verschiedenen tiefpassgefilterten Lichtschnittintensitätsprofile in Abbildung 4.9a sieht, bleibt die Grundcharakteristik des Lichtschnittintensitätsprofils über die gesamte Messdauer von ca. 60 min erhalten. Die Standardabweichungen liegen lediglich in einem Bereich von 1 % bis 2 % (Abbildung 4.9b), so dass der Beitrag dieser Schwankungen am Rauschen nahezu vernachlässigbar ist. Allerdings erkennt man auch, dass zwischen den Mittelwerten der Serien  $C$  und  $C_{SL}$ , welche die Berechnung der Konzentrationen in Gleichung (4.10) dominieren, dass die Korrektur des Lichtschnittintensitätsprofils dennoch auf jeden Fall durchgeführt werden sollte, anstatt näherungsweise ein zeitlich konstantes Lichtschnittintensitätsprofil anzunehmen, da ohne diese Korrektur lokale systematische Fehler von bis zu 8 % entstehen würden.

Da die Winkelabhängigkeit des Streulichts  $A_2(x_2, z_2)$  unbekannt ist und sich nur sehr umständlich bei bekannter Lichtschnittintensität, die wiederum z.B. durch Scanverfahren [38] bestimmt werden kann, ermitteln lässt, kann über Gleichung (4.16) zunächst nur eine Scheinintensität  $\tilde{I}_2(x_2, z_2, n)$  bestimmt werden.

---

<sup>4</sup>Detaillierte Informationen zur Generierung des Streifenmusters und Durchführung der Transformation befinden sich im Anhang A.2.

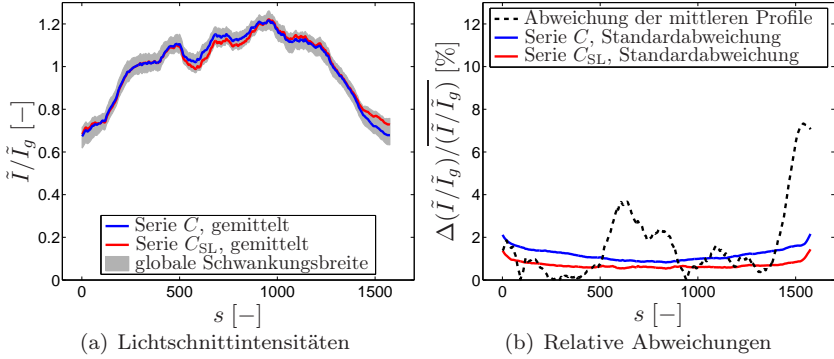


Abb. 4.9: Vergleich der Lichtschnittintensitäten während einer Messung, tiefpassgefiltert

$$\frac{\tilde{I}_2(x_2, z_2, n)}{\bar{\tilde{I}}_g} = \frac{C_2(x_2, z_2, n) - H_2^0(x_2, z_2)I_g(n) - D_2(x_2, z_2)}{\langle \bar{C}_2(x_2, z_2) - H_2^0(x_2, z_2)\bar{\tilde{I}}_g - D_2(x_2, z_2) \rangle} \quad (4.16)$$

mit

$$\tilde{I}_2(x_2, z_2, n) = I_2(x_2, z_2, n) A_2(x_2, z_2) \quad (4.17)$$

und

$$\bar{\tilde{I}}_g = \langle \tilde{I}_2(x_2, z_2) \rangle = k_A \bar{I}_g = \text{konst.} \quad (4.18)$$

Die Normierung mit  $\bar{\tilde{I}}_g$  ist dabei notwendig, um eine Unabhängigkeit von der globalen Partikelanzahldichte  $\bar{P}_g$  zu erreichen<sup>5</sup>, welche sich von Messreihe zu Messreihe unterscheidet (Tabelle 4.4). Wie unmittelbar ersichtlich ist, stellt die Verwendung der Scheinintensität  $\tilde{I}_2(x_2, z_2, n)$  für die Koordinatentransformation in Gleichung (4.15) an Stelle der tatsächlichen Intensität  $I_2(x_2, z_2, n)$  lediglich eine falsche Gewichtung der einzelnen Pixel dar. Da die Partikelanzahldichte allerdings groß genug gewählt wurde, so dass lokale Unterschiede bei der Transformation in Lichtschnittkoordinaten nach der Mittelung in  $\vec{e}_t$ -Richtung nicht mehr ins Gewicht fallen, stellt diese Gewichtung einen konstanten systematischen Fehler dar, der sich bei der Transformation auf die Referenzintensität des Hauptbildes überträgt. Lässt man auch im Hauptbild die unbekannte Winkelabhängigkeit des Streulichts  $A_1(x_1, z_1)$  außer acht, führt

<sup>5</sup>Die globalen Partikelanzahldichte  $\bar{P}_g$  kürzt sich heraus.

die Gesamtkalibrierungsprozedur also zu einer fehlerbehafteten Scheinpartikelverteilung  $\tilde{P}_1(x_1, z_1, n)$ , die ebenfalls lediglich durch konstante systematische Fehler belastet ist. Die Verwendung von Gleichung (4.10) sorgt jedoch unmittelbar dafür, dass sich diese Fehler durch die finale Berechnung der Konzentrationen aus der Verteilung der Partikelanzahl herauskürzen.

Im letzten Schritt wurden die Pixelkonzentrationen über einzelne Messfenster gemittelt, deren Anzahl und Position von den *Interrogation Areas* (IA) der PIV-Auswertung übernommen wurde. Damit wurde die Größe der Messfenster ohne Überlappung auf  $16 \times 16$  Pixel festgelegt. Zweck dieser Mittelung war in erster Linie die Reduzierung des Rauschanteils an den Gesamtfluktuationen auf unter 20%, so dass eine anschließende Rauschkorrektur (Abschnitt 4.4.4) überhaupt erst vernünftige Ergebnisse liefern konnte.

Geht man zurück zu Gleichung (4.16) und betrachtet den Nenner isoliert, erhält man Gleichung (4.19) und somit ein Maß für die mittlere globale Partikelanzahldichte  $\overline{P}_g$ .

$$\overline{P}_g \overline{I}_g = \overline{P}_g k_A \overline{I}_g = \langle \overline{C}_2(x_2, z_2) - H_2^0(x_2, z_2) \overline{I}_g - D_2(x_2, z_2) \rangle \quad (4.19)$$

Damit steht über Gleichung (4.20) ein experimenteller Vergleichswert  $\overline{c}_g$  für die Konzentration eines ideal ausgemischten Zustands für die spätere Mischungsquantifizierung zur Verfügung.

$$\overline{c}_g = \frac{\overline{P}_g - \overline{P}_{\text{HS},g}}{\overline{P}_{\text{SL},g} - \overline{P}_{\text{HS},g}} \quad (4.20)$$

Da dieser Wert per Definition gleichzeitig für das globale Massenstromverhältnis steht, kann er durch Auflösen von Gleichung (4.21) nach  $\dot{m}_{\text{SL}}$  auch direkt zur Bestimmung dieses Teilmassenstroms in Abhängigkeit von  $\dot{m}_{\text{HS}}$  verwendet werden.

$$\overline{c}_g = \frac{\dot{m}_{\text{SL}}}{\dot{m}_{\text{HS}} + \dot{m}_{\text{SL}}} \quad (4.21)$$

Diese Vorgehensweise ist insbesondere bei Versuchen mit geöffnetem Bypass notwendig, da der Anschluss zweier Massenstrommessstrecken



zwecks einer Berechnung des Sekundärluftanteils  $\dot{m}_{\text{SL}}$  durch Differenzbildung von Nebenstrom  $\dot{m}_{\text{HS}}$  und Bypassmassenstrom  $\dot{m}_{\text{BP}}$  nach Gleichung (4.22) zu extremen Druckverlusten führen würde. Unter diesen Druckverlusten könnte der geforderte Massenstrom nicht durch die Anlage gefördert werden. Die Messung des vergleichsweise geringen Hauptmassenstroms  $\dot{m}_{\text{HS}}$  stellt dagegen kein Problem dar.

$$\dot{m}_{\text{SL}} = \dot{m}_{\text{NS}} - \dot{m}_{\text{BP}} \quad (4.22)$$

#### 4.4.3 Mischungsquantifizierung (Ungemischtheit)

Die quantitative Beurteilung von Verbrennungsprozessen erfolgt in der Regel über eine skalare Zielfunktion, die einen Vergleichs- bzw. Optimierungsparameter darstellt, welcher den Verbrauch oder die entstandenen Emissionen berücksichtigt. Im Falle der Brennkammertechnologie bietet sich im Rahmen der Optimierung einer RQL-Brennkammer jedoch in erster Linie die Minimierung der  $\text{NO}_x$ -Produktion als Ziel der Optimierung an. Aufgrund der komplexen Mechanismen der  $\text{NO}_x$ -Bildung und deren Abhängigkeit von zahlreichen Parametern wie der Verbrennungstemperatur, dem Kraftstoff-Luft-Verhältnis und der Verweilzeit (vgl. Kapitel 1) können quantitative Aussagen jedoch nur durch direkte Messung oder numerische Simulationen erfolgen. Dennoch ermöglicht auch die Beschreibung des reinen Mischungszustands aus der gemessenen Konzentrationsverteilung der Sekundärluft  $c(x, z, n)$  einen wichtigen Einblick in die Einflüsse der verschiedenen Betriebsparameter auf die Brennkammerströmung, woraus sich zumindest Maßnahmen zur weiteren Optimierung ableiten lassen.

#### Übersicht bisheriger Ansätze

In dieser Hinsicht ist vor allem die weit verbreitete Definition der *Unmixedness* (Gleichung (4.23)<sup>6</sup>) zu erwähnen, die z.B. von [46] und [87] verwendet wird und auf die Definition als *Intensity of Segregation* von Danckwerts [29] zurückgeht (siehe auch [123]).

---

<sup>6</sup>Die Berechnung der Ungemischtheit unterscheidet sich von Fall zu Fall durch die Verwendung der Varianz (Gleichung (4.23b)) oder Standardabweichung (Gleichung (4.23b)).

$$U = \frac{\langle c'^2 \rangle}{\langle \bar{c} \rangle \langle 1 - \bar{c} \rangle} \quad (4.23a) \quad U = \sqrt{\frac{\langle c'^2 \rangle}{\langle \bar{c} \rangle \langle 1 - \bar{c} \rangle}} \quad (4.23b)$$

Dabei wird die mittlere Varianz der verwendeten Daten mit der maximal möglichen Varianz bei gleichem Mittelwert  $\langle \bar{c} \rangle$  normiert, so dass sich für die Ungemischtheit Werte ergeben mit  $0 \leq U \leq 1$ . Im Allgemeinen stellt sich für den Mittelwert jedoch ein Wert ein mit  $\langle \bar{c} \rangle \neq \bar{c}_g$ , da die einzelnen Fluidelemente aufgrund ihrer unterschiedlichen Strömungsrichtung und -geschwindigkeit auch eine unterschiedliche Verweilzeit im Messgebiet haben. Um dieses Problem der unterschiedlichen Verweilzeiten zu lösen, gibt es Ansätze von [74] oder [127] eine lokale Massenstromgewichtung vorzunehmen (Gleichung (4.24)), durch die der Bezugswert künstlich wieder zu  $\langle \bar{c}^* \rangle = \bar{c}_g$  gesetzt wird (Gleichung (4.25)). Dabei ist  $M$  die Anzahl der Messpunkte innerhalb der Messebene und  $N$  die Anzahl der Bilder.

$$U = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{\text{HS}} + \dot{m}_{\text{SL}}} \left[ \frac{(c_i - \langle \bar{c}^* \rangle)^2}{\langle \bar{c}^* \rangle (1 - \langle \bar{c}^* \rangle)} \right]} \quad (4.24)$$

$$\langle \bar{c}^* \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M \frac{c_i \dot{m}_i}{\dot{m}_{\text{HS}} + \dot{m}_{\text{SL}}} = \bar{c}_g \quad (4.25)$$

Nun besteht allerdings per Definition die Einschränkung, dass ein konstanter Massenstrom durch jede Messebene vorliegen muss, welcher durch simultan durchgeführte Konzentrations- und Geschwindigkeitsmessungen der normalen Geschwindigkeitskomponente über die komplette Querschnittsebene bis unmittelbar an die Wand zu erfassen ist. In Bereichen in denen allerdings nicht der gesamte Massenstrom durch eine solche Messebene tritt, was in der Brennkammerströmung für  $x < 0$  mm sofort ersichtlich ist, kann daher auch dieser überarbeitete Ansatz nicht eingesetzt werden.

Auch entropiebasierte Ansätze wie z.B. nach [39] (Gleichung (4.26)) offenbaren durch die Annahme einer konstanten mittleren Partikelanzahl in jeder Messebene vergleichbare Probleme.

$$s = - \int \frac{c}{c_0} \ln \frac{c}{c_0} dx \quad (4.26)$$

Hierbei stellt  $s$  die Entropie dar, welche sich durch Integration über eine Messebene ergibt, wobei  $c_0 = \langle \bar{c} \rangle$  die Referenzkonzentration darstellt. Zusätzlich haben alle angesprochenen Ansätze das Problem, dass Aussagen über den Mischungszustand nur bedingt lokal, innerhalb kompletter Messebenen senkrecht zur Strömungsrichtung getroffen werden können. Wie oben bereits erwähnt ist allerdings bei der Beurteilung der Mischung hinsichtlich der  $\text{NO}_x$ -Reduzierung in einer RQL-Brennkammer auf die exakte Lage unterschiedlich gemischter Bereiche zu achten. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Maß für die Ungemischtheit eingeführt.

### Neue Definition

Diese neue Definition der Ungemischtheit beruht auf Überlegungen, zunächst in trivialen Fällen einzelnen Messwerten  $c$  einen momentanen lokalen Mischungszustand  $U$  zuzuordnen. Im Falle des Vermischens zweier Massenströme, die in Bezug auf die vorliegende Arbeit mit  $\dot{m}_{\text{HS}}$  und  $\dot{m}_{\text{SL}}$  bezeichnet werden, sind Messungen bei denen nur eine der beiden Spezies vorliegt als absolut ungemischt anzusehen, wohingegen ein Messwert, welcher mit der globalen mittleren Konzentration  $\bar{c}_g$  identisch ist, als ideal gemischt gelten sollte.

$$\begin{aligned} c = 0 & \rightarrow U = 1 \\ c = \bar{c}_g & \rightarrow U = 0 \\ c = 1 & \rightarrow U = 1 \end{aligned} \tag{4.27}$$

Für den Spezialfall  $\bar{c}_g = 0.5$  liegt entsprechend ein symmetrischer funktionaler Zusammenhang für  $U_{0.5}(c)$  vor. In Anlehnung an die Definition von Danckwerts [29] in Gleichung (4.23b) bietet sich eine lineare Abhängigkeit an. Für die einfachere mathematische Beschreibung durch eine stetig differenzierbare Funktion wird an dieser Stelle zusätzlich eine vorzeichenbehaftete Ungemischtheit  $\tilde{U}$  eingeführt.

$$U_{0.5} = 2 |(c - 0.5)| \tag{4.28a} \quad \tilde{U}_{0.5} = 2 (c - 0.5) \tag{4.28b}$$

Die unmittelbare Verallgemeinerung von Gleichung (4.28) für Referenzwerte mit  $\bar{c}_g \neq 0.5$  (Gleichung (4.29)) ist allerdings nicht zulässig, wie Abbildung 4.10 exemplarisch für eine mittlere Konzentration von  $\bar{c}_g = 0.25$  zeigt, da dies lediglich eine Verschiebung des Transformationsgraphs bewirkt (Graph #1  $\rightarrow$  Graph #2).

$$U_{\bar{c}_g} = 2 |(c - \bar{c}_g)| \quad (4.29a) \quad \tilde{U}_{\bar{c}_g} = 2 (c - \bar{c}_g) \quad (4.29b)$$

Die Problematik, dass die vorgegebenen Passpunkte aus Gleichung (4.27) am Rand der Kurve nicht getroffen werden, lässt sich jedoch mit einer bereichsweisen Normierung beheben (Gleichung (4.30)).

$$U_{\bar{c}_g} = \begin{cases} \frac{(\bar{c}_g - c)}{\bar{c}_g} & \text{für } c \leq \bar{c}_g \\ \frac{(c - \bar{c}_g)}{1 - \bar{c}_g} & \text{für } c > \bar{c}_g \end{cases} \quad (4.30a) \quad \tilde{U}_{\bar{c}_g} = \begin{cases} \frac{(c - \bar{c}_g)}{\bar{c}_g} & \text{für } c \leq \bar{c}_g \\ \frac{(c - \bar{c}_g)}{1 - \bar{c}_g} & \text{für } c > \bar{c}_g \end{cases} \quad (4.30b)$$

Das Ergebnis dieser Normierung ist als Graph #3 für  $\bar{c}_g = 0.25$  ebenfalls in Abbildung 4.10 dargestellt. Als Folge davon kommt es zu einer unerwünschten Unstetigkeitsstelle der ersten Ableitung von  $\tilde{U}$  an der Stelle bei  $c = \bar{c}_g$ , welche eine Taylorreihenentwicklung der quadratischen Ungemischtheit  $U^2$  um den Punkt  $\bar{c}$  nach Gleichung (4.31), wie sie in Abschnitt 4.4.4 verwendet wird, verhindert.

$$U^2(c) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n (U^2)}{\partial c^n} \right|_{c=\bar{c}} (c - \bar{c})^n \quad (4.31)$$

Als letzter Schritt wird deshalb eine kontinuierliche Normierung eingeführt, so dass auf die Fallunterscheidung von Gleichung (4.30) wieder verzichtet werden kann.

$$U_{\bar{c}_g} = \left| \frac{c - \bar{c}_g}{c + \bar{c}_g - 2\bar{c}_g c} \right| \quad (4.32a) \quad \tilde{U}_{\bar{c}_g} = \frac{c - \bar{c}_g}{c + \bar{c}_g - 2\bar{c}_g c} \quad (4.32b)$$

Graph #4 in Abbildung 4.10 zeigt nun den endgültigen kontinuierlichen Verlauf, welcher allen Kriterien genügt. Diese Transformationsvorschrift hängt von der Referenzkonzentration ab, so dass man eine Kurvenschar mit dem Parameter  $\bar{c}_g$  erhält, welche in Abbildung 4.11 für einige Werte von  $\bar{c}_g$  dargestellt ist. Als Alternative zur Deformation der linearen Transformationskurve  $\tilde{U}_{0.5}(c)$  zum allgemeinen hyperbolischen Verlauf  $\tilde{U}_{\bar{c}_g}(c)$  sei hier noch die Transformation der Konzentration  $c$  selbst in eine normierte Konzentration  $c_n$  aufgeführt.

$$c_n = \frac{c - \bar{c}_g c}{c + \bar{c}_g - 2\bar{c}_g c} \quad (4.33)$$

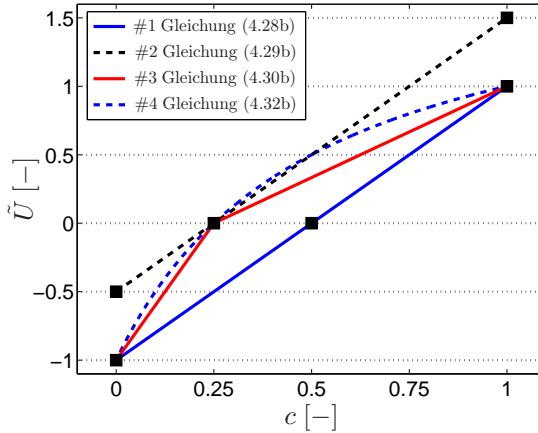


Abb. 4.10: Zur Herleitung der Ungemischtheit

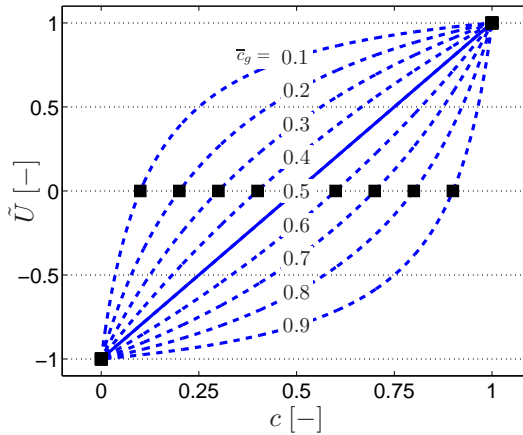


Abb. 4.11: Kurvenschar der Ungemischtheitstransformation

Die Verwendung von Gleichung (4.33) führt den Zusammenhang zwischen Ungemischtheit  $\tilde{U}$  und normierter Konzentration  $c_n$  auf den linearen Zusammenhang von Gleichung (4.28) zurück.

Obwohl die oben angeführte Herleitung der Transformationsvorschrift der Ungemischtheit rein phänomenologischer Natur war, besteht die Mög-

lichkeit einer physikalischen Deutung. Die Erweiterung des Zählers von Gleichung (4.32) ermöglicht ein Umsortieren der Terme.

$$\tilde{U}_{\bar{c}_g} = \frac{c(1 - \bar{c}_g) - \bar{c}_g(1 - c)}{c(1 - \bar{c}_g) + \bar{c}_g(1 - c)} = \frac{\frac{c}{1-c} - \frac{\bar{c}_g}{1-\bar{c}_g}}{\frac{c}{1-c} + \frac{\bar{c}_g}{1-\bar{c}_g}} \quad (4.34)$$

Führt man nun noch das Massenverhältnis  $\mu$  ein (Gleichung (4.35)), vereinfacht sich der Ausdruck zu Gleichung (4.36).

$$\mu = \frac{m_{\text{SL}}}{m_{\text{HS}}} = \frac{c}{1 - c} \quad \text{bzw.} \quad \bar{\mu}_g = \frac{\dot{m}_{\text{SL}}}{\dot{m}_{\text{HS}}} = \frac{\bar{c}_g}{1 - \bar{c}_g} \quad (4.35)$$

$$\tilde{U}_{\bar{\mu}_g} = \frac{\mu - \bar{\mu}_g}{\mu + \bar{\mu}_g} = \frac{f_\mu - 1}{f_\mu + 1} = -\frac{f_\mu^{-1} - 1}{f_\mu^{-1} + 1} \quad \text{mit} \quad f_\mu = \frac{\mu}{\bar{\mu}_g} \quad (4.36)$$

Die Berechnung der Ungemischtheit erfolgt also im Prinzip anhand der Relation  $f_\mu$  zwischen dem tatsächlichen Massenverhältnisses  $\mu$  und dem Referenzmassenverhältnis  $\mu_g$ . Wie man an der letzten Umformung in Gleichung (4.36) sieht, gilt dabei:

$$U_{\bar{\mu}_g}(f_\mu) = U_{\bar{\mu}_g}(f_\mu^{-1}) \quad (4.37a) \quad \tilde{U}_{\bar{\mu}_g}(f_\mu) = -\tilde{U}_{\bar{\mu}_g}(f_\mu^{-1})t \quad (4.37b)$$

Es spielt also für die betragsmäßige Ungemischtheit  $U$  keine Rolle, ob von einer Spezies beispielsweise die doppelte Menge ( $f_\mu = 2$ ) oder halbe Menge ( $f_\mu = 0.5$ ) im Vergleich zur idealerweise benötigten Menge dieser Spezies vorhanden ist. Eine andere Interpretation des Zusammenhangs in Gleichung (4.37) beschreibt den Mischungszustand aus Sicht der jeweils anderen Spezies; ist von Spezies 1 doppelt soviel vorhanden wie benötigt ( $f_\mu = 2$ ), muss zwangsläufig von Spezies 2 nur die Hälfte der Menge vorhanden sein ( $f_\mu = 0.5$ ), die für eine ideale Mischung gebraucht würde.

An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass bei der Berechnung der Ungemischtheit  $U$  in der vorliegenden Arbeit  $\bar{c}_g$  bzw.  $\bar{\mu}_g$  wie oben beschrieben nach Gleichung (4.21) bzw. (4.35) über die globalen Teilmassenströme  $\dot{m}_{\text{HS}}$  und  $\dot{m}_{\text{SL}}$  erfolgt; allerdings erlaubt die neue Definition der Ungemischtheit  $U$  auch die Vorgabe beliebiger Werte für  $\bar{c}_g$  bzw.  $\bar{\mu}_g$ .

Um Aussagen über den zeitlich gemittelten Mischungszustand treffen zu

können, wurde eine quadratische Mittelung der Ungemischtheit durchgeführt.

$$\overline{U} \stackrel{!}{=} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U^2} \quad (4.38a) \quad \langle \overline{U} \rangle_z \stackrel{!}{=} \sqrt{\langle \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U^2 \rangle_z} \quad (4.38b)$$

Hierbei stellt Gleichung (4.38a) eine reine zeitliche Mittelung dar, wohingegen (4.38b) zusätzlich die räumliche Mittelung in  $z$ -Richtung beinhaltet<sup>7</sup>. Diese räumliche Mittelung erfolgt dabei immer zuletzt, da vorher eine Rauschkorrektur der Konzentrationsdaten bzw. der Ungemischtheit erfolgen muss.

#### 4.4.4 Rauschen

Trotz der umfangreichen Korrekturen der Störeinflüsse (Abschnitt 4.4.2) sind die Ergebnisse quantitativer optischer Messverfahren in der Regel leicht verrauscht, da diese Korrekturen von gemittelten Messreihen abgeleitet wurden, die geringe Unterschiede zur jeweiligen Einzelmessung aufweisen können. Dazu zählen insbesondere Ungenauigkeiten in der Korrektur des Hintergrunds sowie Fehler in der Bestimmung der Lichtschnittintensität. Im Falle der in dieser Arbeit eingesetzten QLS-Messtechnik kommt es zusätzlich durch die im Vergleich zum PLIF-Verfahren verhältnismäßig geringe Tracerpartikelanzahl zum so genannten *Marker Shot Noise*<sup>8</sup> [37, 61]. Dieses Rauschen wird durch eine variierende Partikelanzahl pro Messfenster hervorgerufen, welche trotz konstanter Nennkonzentration aufgrund der zufälligen räumlichen Verteilung der Tracerpartikel auftritt. Entsprechend dieser Charakterisierung lässt sich der *Marker Shot Noise* durch die Poisson-Verteilung beschreiben [37, 61], deren Varianz gleich dem Erwartungswert ist, so dass für Rauschen des Konzentrationssignals gilt:

$$\overline{P_R'^2} \propto P \quad (4.39)$$

Weitere Rauschquellen, die nur bei geringer Anzahl der Tracerpartikel ins Gewicht fallen, sind Streulichtintensitätsunterschiede zwischen einzelnen

---

<sup>7</sup>Im Folgenden wird jedoch auf eine Unterscheidung verzichtet und die Ungemischtheit im Allgemeinen mit  $U$  bezeichnet.

<sup>8</sup>Wird auch als Schrotrauschen bezeichnet.

Partikeln durch die Gauß-förmige Intensitätsverteilung in Tiefenrichtung des Lichtschnitts oder durch Größenunterschiede bei Abweichungen von idealer Monodispersität. Da diese Effekte ebenfalls proportional zur Tracerpartikelanzahl sind, gilt hier wiederum Gleichung (4.39).

Alle genannten Rauschquellen sind zwar im Allgemeinen nicht statistisch unabhängig aber zumindest unkorreliert und lassen sich somit als eine Summe eines konstanten Anteils  $k_{R_0}$  und eines zur Partikelanzahl proportionalen Anteils  $k_{R_1} P$  zerlegen.

$$\overline{P_R'^2} = k_{R_0} + k_{R_1} P \quad (4.40)$$

Das Rauschen der gemessenen Partikelanzahl  $P$  (Gleichung (4.40)) kann mit Gleichung (4.10) in das Rauschen der gemessenen Konzentration  $c$  überführt werden.

$$\overline{c_R'^2} = \overline{P_R'^2} \left( \frac{\partial c}{\partial P} \right)^2 = \frac{k_{R_0} + k_{R_1} P}{(\overline{P}_{SL} - \overline{P}_{HS})^2} \quad (4.41)$$

$$\overline{c_R'^2} = \underbrace{\frac{k_{R_0} + k_{R_1} \overline{P}_{HS}}{(\overline{P}_{SL} - \overline{P}_{HS})^2}}_{\tilde{k}_{R_0}} + \underbrace{\frac{k_{R_1}}{\overline{P}_{SL} - \overline{P}_{HS}}}_{\tilde{k}_{R_1}} c \quad (4.42)$$

Wie Abbildung 4.12 als Ergebnis einer Messreihe mit homogener Partikelverteilung unterschiedlicher Anzahldichten  $P$  zeigt, kann der lineare Zusammenhang aus Gleichung (4.41) bestätigt werden.

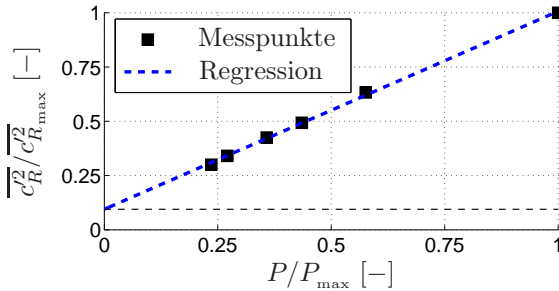


Abb. 4.12: Kalibrierkurve des Rauschens bei Konzentrationsmessungen



Gleichung (4.42) verdeutlicht, dass die neuen Koeffizienten  $\tilde{k}_{R_0}$  und  $\tilde{k}_{R_1}$  noch von den Referenzpartikelkonzentrationen  $\overline{P}_{HS}$  und  $\overline{P}_{SL}$  abhängen, und somit das Rauschen durch eine möglichst große Differenz  $\overline{P}_{SL} \gg \overline{P}_{HS}$  minimiert werden kann. Die Kalibrierung dieser Koeffizienten erfolgt für jede Messung anhand der Messreihen  $C_{HS}$  mit  $c=0$  und  $C_{SL}$  mit  $c=1$ . Gleichung (4.42) lässt sich bei ausreichendem Stichprobenumfang durch einfache Mittelung verallgemeinern, so dass sich das Rauschen  $\overline{c_R^2}$  in einer Reihe von gemessenen Konzentrationen  $c(n)$  auf das Rauschen der mittleren Konzentration  $\bar{c}$  zurückführen lässt.

$$\overline{\overline{c_R^2}} = \overline{\tilde{k}_{R_0} + \tilde{k}_{R_1} c} = \tilde{k}_{R_0} + \tilde{k}_{R_1} \bar{c} \quad (4.43)$$

Abbildung 4.13 zeigt exemplarisch die daraus resultierende Rauschverteilung anhand eines typischen Datensatzes mit einem globalen Anteil des Rauschens an den Gesamtfuktuationen von ca. 14 %.

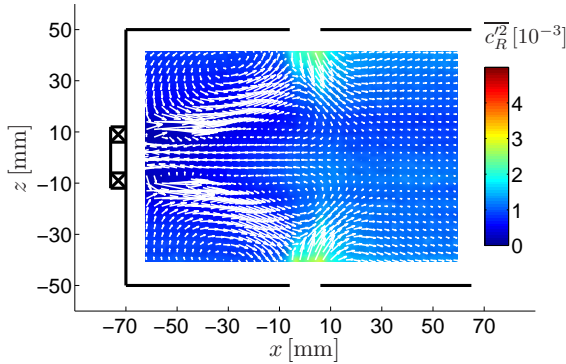


Abb. 4.13: Typische Rauschverteilung bei Konzentrationmessungen,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

Man erkennt, dass das Rauschen in erster Linie in Bereichen hoher Konzentrationen und somit in den Sekundärluftjets auftritt, aber auch in der mehr oder weniger ausgemischten Abströmung bei  $x \geq 50$  mm nicht vernachlässigt werden kann.

Hinsichtlich eines einzelnen Messwerts  $c_M$  äußert sich das Rauschen in einer zufälligen Verfälschung des wahren Werts  $c$ , wobei diese Verfälschung wiederum vom wahren Werts  $c$  abhängig ist. Somit stellt das Rauschen

also eine Faltung des wahren Werts  $c$  mit einer Zufallsfunktion dar, und ist für einzelne Messwerte  $c_M$  nicht umkehrbar. Entsprechend können nur statistische Aussagen über den wahren Wert  $c$  gemacht werden. Da das Rauschen und die wahren Werte  $c$  unkorreliert sind, kann die wahre Varianz durch Gleichung (4.44) abgeschätzt werden.

$$\overline{c_M'^2} = \overline{(c' + c'_R)^2} = \overline{c'^2} + 2 \overline{c'c'_R} + \overline{c_R'^2} \xrightarrow{\approx 0} \overline{c'^2} = \overline{c_M'^2} - \overline{c_R'^2} \quad (4.44)$$

### Taylorreihenentwicklung

Das Rauschen beeinflusst selbstverständlich auch die Ungemischtheitsberechnung und verfälscht deren Ergebnisse (Abbildung 4.14), so dass auch hier eine Korrektur erfolgen muss.

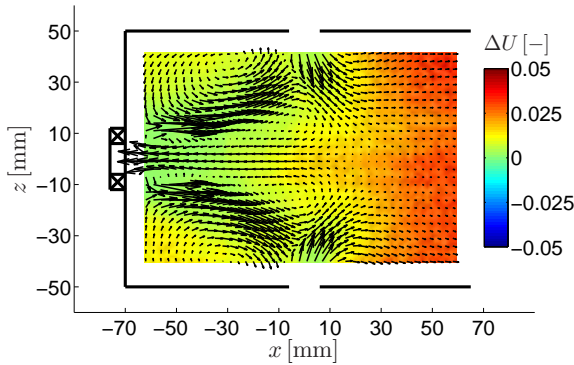


Abb. 4.14: Fehler der Ungemischtheit ohne Korrektur,  
 $y = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$

Um hierfür den Zusammenhang aus Gleichung (4.44) weiterhin nutzen zu können, bietet sich eine Taylorreihenentwicklung der mittleren quadratischen Ungemischtheit  $U^2$  im Punkt der mittleren Konzentration  $\bar{c}$  an (Gleichung (4.45)).

$$\overline{U^2} = k_0 + k_1 \overline{c'} + k_2 \overline{c'^2} + \dots \quad (4.45)$$

mit

$$k_0 = \frac{(\overline{c} - \overline{c}_g)^2}{(2\overline{c}_g\overline{c} - \overline{c} - \overline{c}_g)^2}; \quad k_1 = \frac{4\overline{c}_g(\overline{c}_g - 1)(\overline{c} - \overline{c}_g)}{(2\overline{c}_g\overline{c} - \overline{c} - \overline{c}_g)^3};$$

$$k_2 = -\frac{4\overline{c}_g(\overline{c}_g - 1)[\overline{c}(2\overline{c}_g - 1) - \overline{c}_g(3\overline{c}_g - 2)]}{(2\overline{c}_g\overline{c} - \overline{c} - \overline{c}_g)^4}; \quad \dots$$

Dabei repräsentiert der erste Term die quadratische Ungemischtheit der mittleren Konzentration  $U^2(\overline{c})$  und ist somit unbeeinflusst vom Rauschen. Der zweite Term wird per Definition aufgrund von  $\overline{c'}=0$  zu null. Der dritte Term kann über Gleichung (4.44) korrigiert werden. Alle höheren Terme sind im Allgemeinen ebenfalls verrauscht, können aber nicht direkt korrigiert werden. Ein Abbruch der Taylorreihe nach drei Gliedern führt allerdings im Bereich der Sekundärjets zu vergleichsweise großen Fehlern, wie man in Abbildung 4.15 erkennen kann.

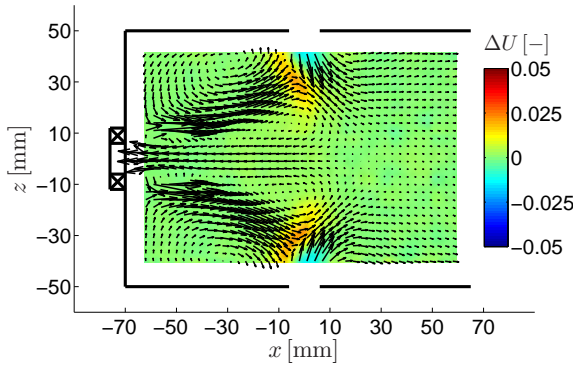


Abb. 4.15: Fehler der Ungemischtheit durch Taylorreihenkorrektur 2-ter Ordnung,  $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 100$

Somit muss eine Modellierung der Terme höherer Ordnung erfolgen. Der einfachste Ansatz hierfür stellt eine Erhaltung der normierten Form durch konstante Schiefe, Kurtosis etc. dar. Dies lässt sich durch eine

simple Stauchung der Konzentrationsverteilung bzw. einer Dämpfung der Konzentrationsfluktuation erreichen (Gleichung (4.46)).

$$c' = c'_M f_R \quad (4.46a) \quad c = \bar{c} + c' = \bar{c} + c'_M f_R \quad (4.46b)$$

Der Stauchungsfaktor  $f_R$  ergibt sich aus der quadratischen Mittelung von Gleichung (4.46a) und Gleichsetzen mit Gleichung (4.44).

$$\overline{c'^2} = \overline{c_M'^2} f_R^2 = \overline{c_M'^2} - \overline{c_R'^2} \quad \Rightarrow \quad f_R = \sqrt{1 - \frac{\overline{c_R'^2}}{\overline{c_M'^2}}} \quad (4.47)$$

Die Genauigkeit dieses Verfahrens ist in Form von Restfehlern der Ungemischtheit, die nun im kompletten Bildbereich vernachlässigbar sind, in Abbildung 4.16 dargestellt.

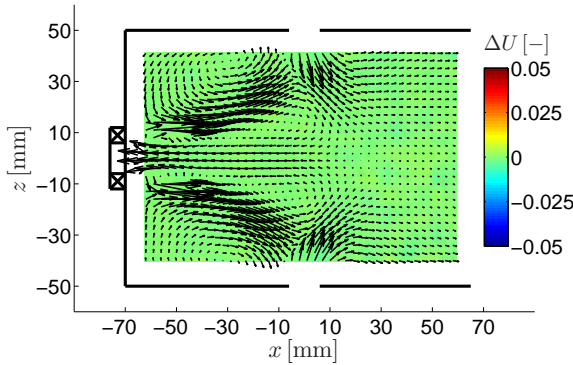


Abb. 4.16: Fehler der Ungemischtheit nach Dämpfung der Fluktuationen,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

Da die Fluktuationsdämpfung nicht nur qualitativ hochwertige Ergebnisse liefert, sondern mit Gleichung (4.46) und (4.47) auch einfach zu implementieren ist, wurde bei der Rauschkorrektur im Rahmen der Berechnung von Ungemischtheiten im Allgemeinen auf dieses Verfahren zurückgegriffen.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass die Fluktuationsdämpfung nur zur Korrektur der Ungemischtheit benutzt werden darf, da eine anderweitige Anwendung wie beispielsweise bei der Berechnung von turbulenten Flüssen große systematische Fehler verursachen würde.

Da sich Gleichung (4.46b) auch auf einzelne Messwerte anwenden lässt, konnte dieses Verfahren zusätzlich dazu verwendet werden, um aus einem gemessenen Originaldatensatz einen unverrauschten halbsynthetischen Datensatz zu generieren. In einem weiteren Schritt wurde dieser unverrauschte Datensatz mit künstlichem Rauschen durch standardnormalverteilte Zufallszahlen nach der Box-Muller-Methode [20] beaufschlagt, deren Standardabweichungen nach Gleichung (4.42) an die jeweilige Konzentration  $c(n)$  angepasst wurden (Gleichung (4.48)).

$$\tilde{c}(n) = c(n) + \sqrt{c_R'^2(c(n))} \underbrace{\left[ \sqrt{(-2 \ln U_1)} \cos(2\pi U_2) \right]}_{\text{Box-Muller-Verfahren}} \quad (4.48)$$

Dabei stellen  $U_1$  und  $U_2$  gleichverteilte Zufallszahlen dar, für welche gilt  $U_1, U_2 \in (0, 1)$ . Mit diesen beiden halbsynthetischen Datensätzen steht somit eine Vergleichsbasis zur Verfügung, mit welcher der Einfluss des Rauschens aufgezeigt, sowie die Effizienz verschiedener Rauschkorrekturen durch einen simplen Vergleich mit dem dazugehörigen unverrauschten Vergleichdatensatz getestet werden kann.

## Entfaltung

Neben der Fluktuationsdämpfung wurde mit der Entfaltung oder Dekonvolution noch ein weiteres Rauschkorrekturverfahren getestet. Wie bereits erwähnt, ist eine Umkehrung der hier vorliegenden Faltung des unverrauschten Messsignals mit der Zufallsfunktion des Rauschens für einzelne Messwerte nicht möglich; jedoch besteht bei genügend großem Stichprobenumfang  $N \rightarrow \infty$  über die Filterfunktion des Rauschens  $\mathcal{R}$ , welche sich aus den Impulsantworten des Messsystems auf jeweils konstant gehaltene Konzentrationen  $c_i$  zusammensetzt und per Definition umkehrbar ist, ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der unverrauschten Konzentrationsverteilung  $H(c_i)$  und der rauschbehafteten Konzentrationsverteilung  $H_R(c_i)$  (Gleichung (4.49)).

$$H_R = \mathcal{R} H \quad (4.49a) \quad H = \mathcal{R}^{-1} H_R \quad (4.49b)$$

Da mit  $N = 1000$  jedoch nur eine begrenzte Anzahl von Messwerten zur Verfügung steht, kommt es bei der gemessenen verrauschten Häufigkeit  $H_R(c_i)$  aufgrund von  $H_R(c_i) \in \mathbb{N}_0$  zu Quantisierungsfehlern, die durch einen zusätzlichen Rauschterm  $Q_R$  ausgedrückt werden können, dessen Einfluss sich bei der Entfaltung unverhältnismäßig verstärkt [66].

$$H_R = \mathcal{R} H + Q_R \quad (4.50a) \quad H = \mathcal{R}^{-1} H_R - \mathcal{R}^{-1} Q_R \quad (4.50b)$$

Einen Ausweg liefern iterative Entfaltungsmethoden wie die *Van Cittert Decolution*, die einen Abbruch der Iteration ermöglicht, bevor das Rauschen in der Verteilung sichtbar wird [66].

$$H_{k+1} = H_R - (\mathcal{R} H_k + H_k) \quad \text{mit} \quad H_0 = H_R \quad (4.51)$$

In der praktischen Umsetzung der Entfaltung musste ferner berücksichtigt werden, dass es durch das überlagerte Rauschen unter den Messwerten zu Ereignissen mit  $c_M < 0$  bzw.  $c_M > 1$  kommt, die theoretisch bis  $c_M \rightarrow \mp\infty$  reichen können. Anhand des verwendeten Testdatensatzes konnte jedoch eine Beschränktheit durch  $c_M \in [-1, 2]$  festgestellt werden, so dass die Klassen des Messwertes  $c_{M_i}$  und des wahren Wertes  $c_i$  ebenfalls auf dieses Intervall beschränkt wurden. Da für die unverrauschten Konzentrationen jedoch Werte mit  $c < 0$  bzw.  $c > 1$  physikalisch nicht sinnvoll sind, wurden diese in einem Zwischenschritt (Schritt #4) entfernt. Dasselbe gilt für negative Häufigkeiten  $H_k(c_i) < 0$  die ebenfalls zu null gesetzt wurden (Schritt #5). Dadurch kommt es in der Regel zu einer Abweichung zwischen der Gesamtsumme aller Häufigkeiten und  $N$ , so dass diese im letzten Teilschritt durch eine gleichmäßige Streckung der Verteilung wieder korrigiert wurde (Schritt #6). Das vollständige iterative Vorgehen ist in Abbildung 4.17 schematisch dargestellt.

Um die Wirksamkeit der Entfaltungstechnik zu überprüfen, wurde der Algorithmus zunächst an einer vollsynthetischen rauschbehafteten Verteilung getestet, welche sowohl nach der Box-Muller-Methode erstellt als auch nach Gleichung (4.48) mit Rauschen überlagert wurde. Für die Filterfunktion des Rauschens  $\mathcal{R}$  wurden dabei ideale Gauß-verteilte Impulsantworten angenommen. Im ersten Testfall wurde eine Messung mit einem Stichprobenumfang von  $N = 100000$  angenommen. Dabei wurden für jeden Iterationsschritt  $k$  die rekonstruierte Originalverteilung  $H_k$ , die rekonstruierte verrauschte Verteilung  $\mathcal{R} H_k$  sowie die daraus resultierenden Ungemischtheiten aufgenommen und mit den originalen Verteilungen und Ungemischtheiten verglichen. Abbildung 4.18a zeigt die rekonstruierten sowie die originalen Verteilungen im Optimum nach  $k = 5$  Iterationsschritten. Man erkennt, dass die Rekonstruktionsgenauigkeit sowohl der verrauschten als auch der unverrauschten Häufigkeiten sehr gut ist. Eine Erhöhung der Anzahl der Iterationsschritte bis zu  $k_{max} = 100$  führt

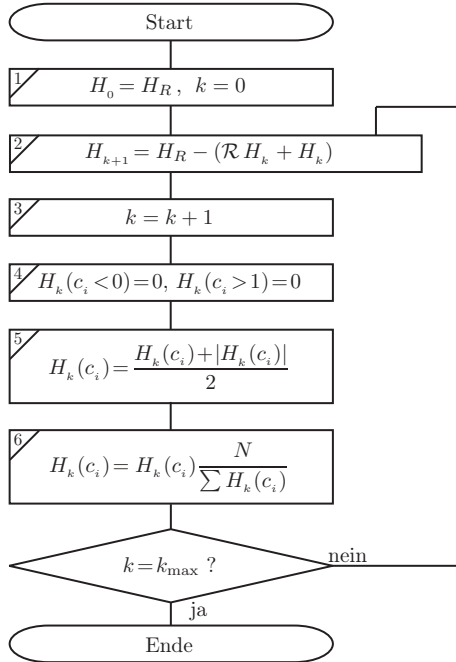


Abb. 4.17: Ablaufplan der Entfaltung

schließlich zur oben beschriebenen Verstärkung des Rauschens und äußert sich in einem Zackenmuster in der Verteilung (Abbildung 4.18b). Abbildung 4.19 zeigt den Verlauf der daraus berechneten Ungemischtheiten während der Iteration und die verbleibenden Restfehler.

Wie man deutlich sieht, streben die rekonstruierten Ungemischtheiten rasch gegen die wahren Werte. Mit steigender Anzahl der Iterationsschritte wird die Differenz zwischen rekonstruierten und originalen Werten aufgrund des verstärkten Rauschens jedoch wieder größer. Außerdem erkennt man, dass die Minima der Fehler in der Berechnung der verrauschten sowie der unverrauschten Ungemischtheit in der Regel bei vergleichbaren Schrittzahlen  $k$  liegen, so dass die Schrittzahl des minimalen Fehlers der verrauschten Ungemischtheit ebenfalls als Optimum der unverrauschten Ungemischtheit herangezogen werden kann. Dieses Vorgehen ist notwendig, da im realen Fall die originale unverrauschte Ungemischtheit logischerweise nicht als Vergleichswert zur Verfügung steht. Der verbleibende Restfehler in diesem Minimum kann jedoch in

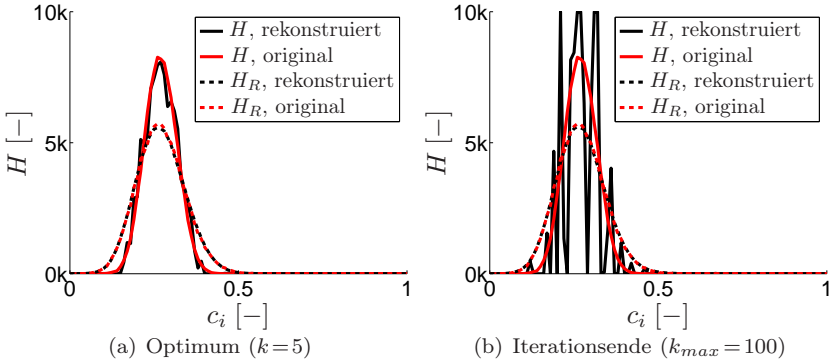


Abb. 4.18: Häufigkeiten beim Entfaltungsvorgang mit 100000 Stichproben

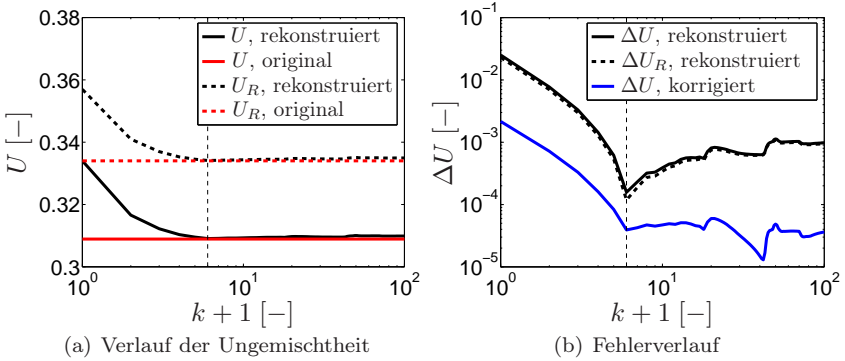


Abb. 4.19: Ungemischtheit und Fehler im Verlauf der Iteration bei 100000 Stichproben

der Regel weiter reduziert werden, indem die rekonstruierte unverrauschte Ungemischtheit  $U_{rek}$  um die Differenz  $\Delta U_R$  aus der Berechnung der verrauschten Ungemischtheit korrigiert wird (Abbildung 4.19b)<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>In Ausnahmefällen kommt es bei extrem geringen Abweichungen durch die Korrektur zu einer geringen Erhöhung der Restfehler.



$$\Delta U_{\text{korr}} = U_{\text{org}} - U_{\text{rek,korr}} \quad (4.52)$$

mit

$$U_{\text{rek,korr}} = U_{\text{rek}} - \Delta U_R \quad \text{und} \quad \Delta U_R = U_{R,\text{rek}} - U_{R,\text{org}}$$

Abbildung 4.20 und Abbildung 4.21 zeigen die gleichen Kurven für einen realitätsnahen Fall mit einem Stichprobenumfang von  $N = 1000$ .

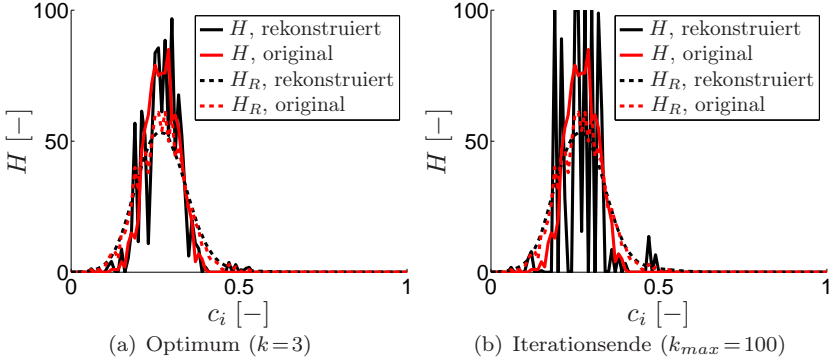


Abb. 4.20: Häufigkeiten beim Entfaltungsvorgang mit 1000 Stichproben

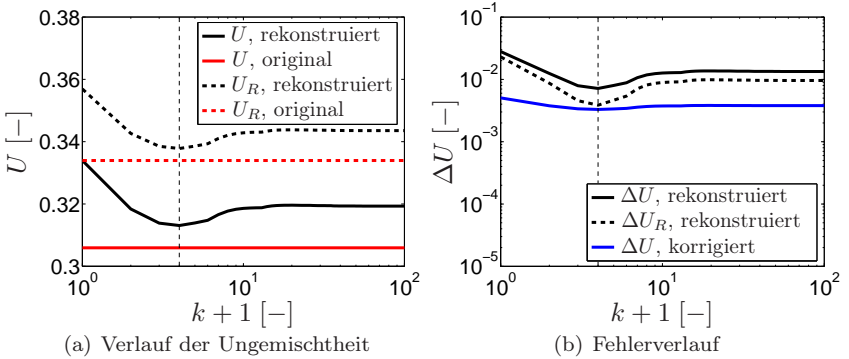


Abb. 4.21: Ungemischtheit und Fehler im Verlauf der Iteration bei 1000 Stichproben

Wie man sieht, leidet die Rekonstruktionsgenauigkeit am verstärkten Quantisierungsrauschen, so dass die Iteration schon nach  $k = 3$  Schritten ihr Optimum erreicht hat. Dadurch liegt der verbleibende Restfehler selbst nach Korrektur bei einem Wert von  $10^{-3} < \Delta U < 10^{-2}$ , was jedoch einer Reduzierung des ursprünglichen Fehlers ohne Rauchkorrektur um ca. 80% bedeutet.

Die Anwendung auf den halb-synthetischen Testdatensatz zeigt, dass das Ergebnis der Entfaltung mit dem des bereits erläuterten Verfahrens der Fluktuationsdämpfung vergleichbar ist (Abbildung 4.22). Dabei muss jedoch in jedem Fall die oben beschriebene Korrektur der Restfehler erfolgen.

Abschließend sei erwähnt, dass bei der Durchführung der Entfaltung mit der Klassenbreite  $\Delta c = c_{i+1} - c_i$  ein weiterer Optimierungsparameter zur Verfügung steht. Für die hier präsentierten Ergebnisse der Entfaltung wurde eine Klassenbreite von  $\Delta c = 0.01$  gewählt, da diese Einstellung im Rahmen einer groben, nicht dokumentierten Parameterstudie anhand vollsynthetischer Testdaten die besten Ergebnisse lieferte.

## 4.5 Kombinierte Messverfahren (QLS/PIV)

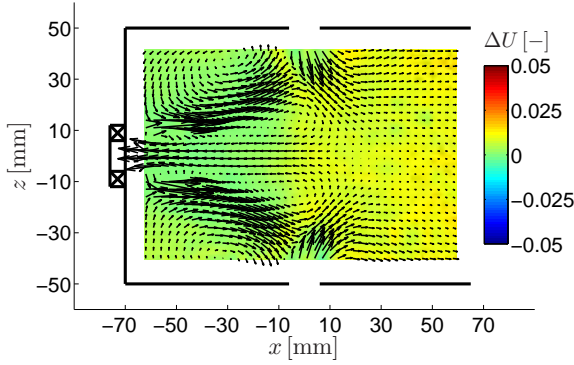
Da die Anzahldichten der Tracerpartikel im Rahmen der Konzentrationsmessungen mittels QLS in einem Bereich lagen, in dem sich die erfassten Rohbilder zusätzliche mit den üblichen PIV-Algorithmen auswerten lassen<sup>10</sup>, besteht die Möglichkeit, Korrelationen zwischen Geschwindigkeitsfeld und Konzentrationsverteilung aufzustellen. Dabei müssen für die berechneten Geschwindigkeiten allerdings erhöhte Messfehler und Messunsicherheiten in Kauf genommen werden, so dass für Aussagen über die Geschwindigkeiten und Reynoldsspannungen eine separate PIV-Messkampagne vorzuziehen war. Da die turbulenten Flüsse und der Einfluss kohärenter Strömungsstrukturen auf die Konzentrationsverteilung jedoch nur durch dieses kombinierte Verfahren zu bestimmen waren, soll im Folgenden kurz auf die dabei entstandenen Fehler eingegangen werden.

### 4.5.1 Zufällige Fehler

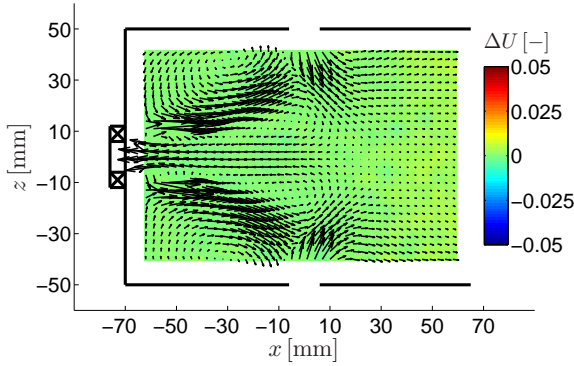
Wie Gleichungen (4.53) und (4.54) zeigen, sind die gemessenen gemischten Korrelationen  $u'_M c'_M$  und  $w'_M c'_M$  (turbulente Flüsse) bei ausreichend

---

<sup>10</sup>Es lassen sich in den Rohbildern stets einzelne Partikel oder zumindest Partikelmuster erkennen.



(a) Ohne Korrektur der Restfehler



(b) Nach Korrektur der Restfehler

 Abb. 4.22: Fehler der Ungemischtheit nach Entfaltung,  
 $y = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ 

großem Stichprobenumfang vom Rauschen unbeeinflusst.

$$\overline{u'_M c'_M} = \overline{u' c'} + \overline{u' c'_R} + \overline{u'_R c'} + \overline{u'_R c'_R} \approx \overline{u' c'} \quad (4.53)$$

$$\overline{w'_M c'_M} = \overline{w' c'} + \overline{w' c'_R} + \overline{w'_R c'} + \overline{w'_R c'_R} \approx \overline{w' c'} \quad (4.54)$$

Der Vergleich der turbulenten Flüsse anhand zweier halbsynthetischer Testdatensätze bestätigt diese Annahme, wie man an den nahezu vernachlässigbaren Fehlern selbst bei einem unrealistisch hohen Rauschanteil von 20% sowohl in den Konzentrations- als auch in den Geschwindigkeitsfluktuationen in Abbildung 4.23 und 4.24 sieht.

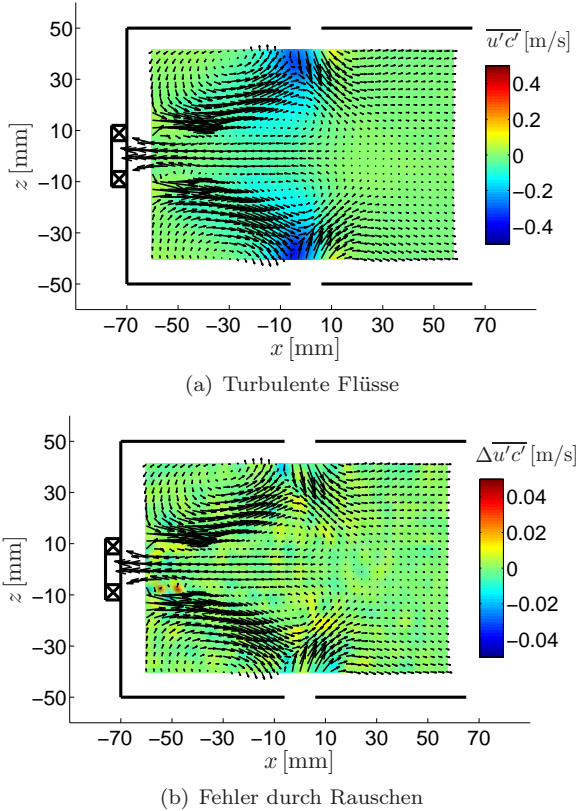
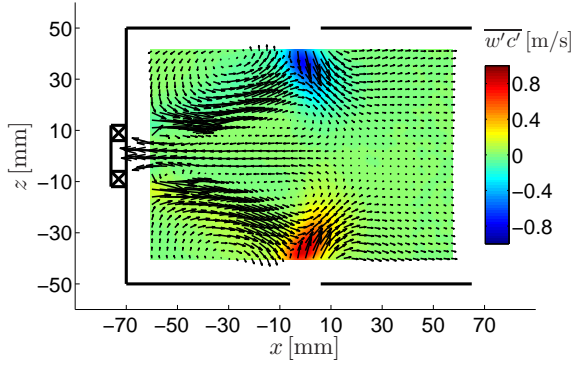


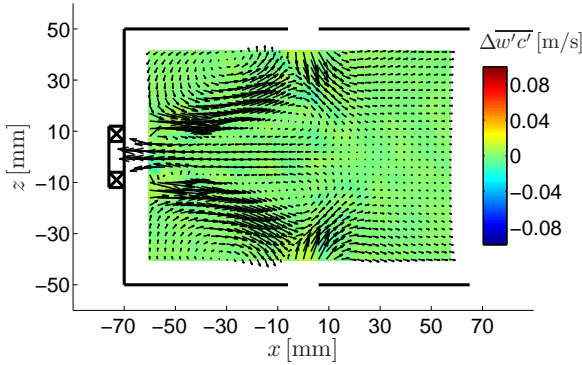
Abb. 4.23: Turbulente Flüsse  $\overline{u'c'}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

#### 4.5.2 Systematische Fehler

Neben dem Rauschen kommt es durch die inhomogene Partikelverteilung zusätzlich zu systematischen Fehlern  $\vec{u}'_S$ . Da die Information des



(a) Turbulente Flüsse



(b) Fehler durch Rauschen

 Abb. 4.24: Turbulente Flüsse  $\overline{w'c'}$ ,  $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 100$ 

PIV-Signals an die Partikel gebunden ist, kann die Zusammensetzung des Signal einer *Interrogation Area* (IA) stark vereinfacht durch Gleichung (4.55) ausgedrückt werden.

$$\vec{u}_M(\vec{x}_0) = \frac{\iint \vec{u}(\vec{x}) P(\vec{x}) dA}{\iint P(\vec{x}) dA} \approx \quad (4.55)$$

$$\frac{\iint [(\vec{u}(\vec{x}_0) + [\vec{x} - \vec{x}_0] \cdot \nabla \vec{u})(P(\vec{x}_0) + [\vec{x} - \vec{x}_0] \cdot \nabla P)] dA}{\iint P(\vec{x}_0) dA}$$

$$\vec{u}'_S(\vec{x}_0) = \vec{u}_M(\vec{x}_0) - \vec{u}(\vec{x}_0) \approx \quad (4.56)$$

$$\frac{\iint [(\vec{x} - \vec{x}_0) \cdot \nabla \vec{u}] ([\vec{x} - \vec{x}_0] \cdot \nabla P) \, dA}{\iint P(\vec{x}_0) \, dA}$$

Tritt also ein Geschwindigkeitsgradient  $\nabla \vec{u}$  gemeinsam mit einem Gradienten der Partikelanzahldichte  $\nabla P$  auf, kommt es zu einer Verfälschung der Korrelationsfunktion. Liegen zusätzlich zwischen maximaler und minimaler Verschiebung mehr als  $2\text{Px}$  kommt es durch den übliche 3-Punkt-Gauß-Fit des Korrelationspeaks zu einer Verstärkung dieses Effekt, so dass gegebenenfalls Bereiche mit geringer Partikeldichte überhaupt nicht mehr berücksichtigt werden. Abbildung 4.25 zeigt anhand eines extremen Beispiels bei einem Impulsverhältnis von  $J = 400$ , dass besonders im Bereich der Sekundärluftjets die Voraussetzung von großen Geschwindigkeits- und Konzentrationsgradienten erfüllt ist, so dass es nach Gleichung (4.55) zu einer systematischen Überschätzung der  $w$ -Geschwindigkeiten kommt. Diese Fehler sind für den Fall eines Standardkreuzkorrelations-Algorithmus bei einer IA-Größe von  $64 \times 64 \text{Px}^2$  in Abbildung 4.26a dargestellt. Dabei wurden die über 1000 Bilder gemittelten Differenzvektoren zwischen einem inhomogen geseedeten und einem homogen geseedeten Datensatz in der gleichen Skala aufgetragen wie die Geschwindigkeiten in Abbildung 4.25. Besonders in den Randbereichen der Jets kommt es demnach zu systematischen relativen Fehlern von bis zu 100 %. Diese Fehler können jedoch unmittelbar reduziert werden, indem der Einfluss der Geschwindigkeitsgradienten unterdrückt wird, was sich entweder indirekt durch eine Verkleinerung der IA-Größe auf  $32 \times 32 \text{Px}^2$  erreichen lässt (Abbildung 4.26b), bzw. direkt durch den Einsatz von *Window Deformation*, welche den Geschwindigkeitsgradienten kompensieren. (Abbildung 4.27a). Dabei führt die Kombination beider Methoden zu den geringsten Fehlern (Abbildung 4.27b). Eine Einflussnahme auf den Konzentrationsgradienten durch eine entsprechende Filterung bzw. lokale Normierung der Rohbilder ist zwar ebenfalls denkbar, da jedoch eine entsprechende Schnittstelle nicht in der verwendeten Standard-PIV-Software implementiert war, wurden hierzu im Rahmen dieser Arbeit keine Tests durchgeführt.

Neben dem Mittelwert sind im Allgemeinen auch die Fluktuationsgrößen durch systematische Fehler belastet. Gleichung (4.57) bis (4.60) zeigt den Einfluss der systematischen Fehler auf die gemessenen turbulenten Flüsse

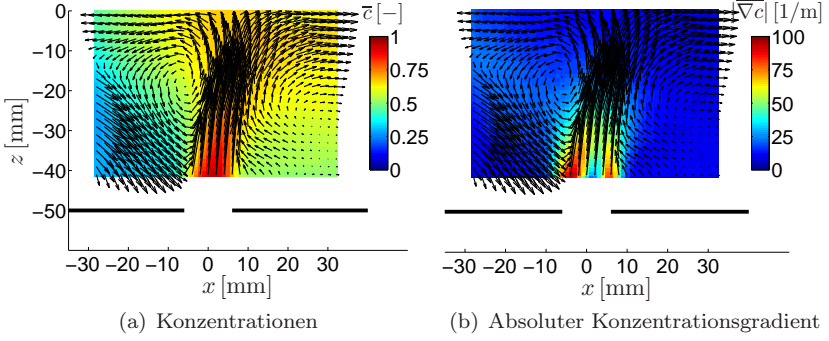


Abb. 4.25: Konzentrationen und Konzentrationsgradient,  
 $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 400$

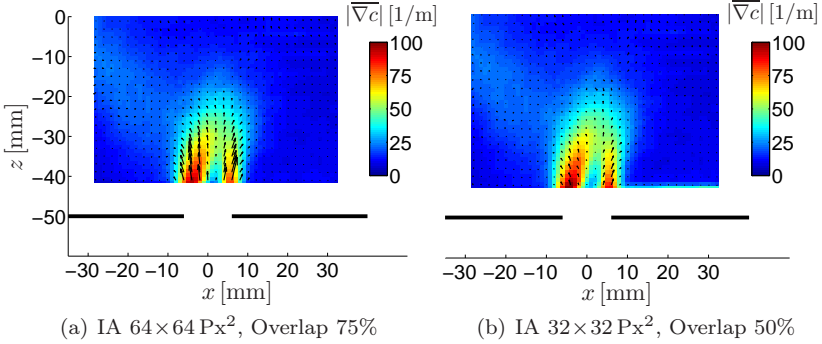


Abb. 4.26: Systematische Fehler der Geschwindigkeiten **ohne** *Window Deformation*,  $y = 0$  mm,  
 $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 400$

$\overline{u'_M c'_M}$ , wobei der Einfluss des Rauschen bereits gemäß Gleichung (4.53) vernachlässigt wurde.

$$u_M = u + u'_S = \bar{u} + u' + u'_S \quad (4.57)$$

$$\bar{u}_M = \bar{u} + \overline{u'_S} \quad (4.58)$$

$$u'_M = u_M - \bar{u}_M = u' + u'_S - \overline{u'_S} \quad (4.59)$$

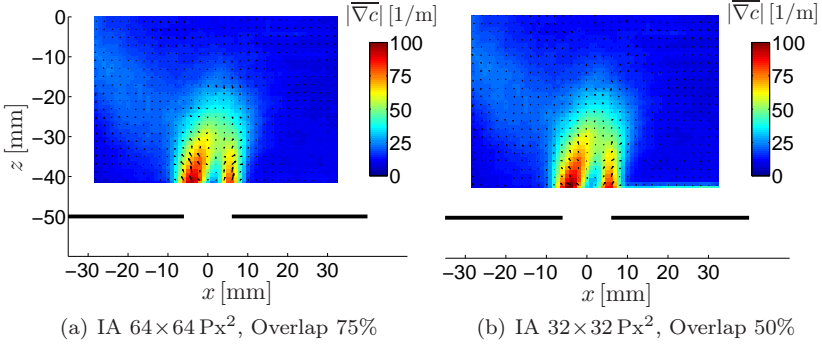


Abb. 4.27: Systematische Fehler der Geschwindigkeiten **mit** *Window Deformation*,  $y=0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m}=12 \text{ g/s}$ ,  $J=400$

$$\overline{u'_M c'_M} = \overline{u' c'} + \overline{u'_S c'} - \overline{u'_S c'} \quad (4.60)$$

Hierbei lässt sich der Fehlerterm  $\overline{u'_S c'}$  allerdings nicht direkt bestimmen. Nach der Grundüberlegung aus Gleichung (4.56) müsste für die systematischen Fehler gelten  $\overline{u'_{S64}} \approx 4 \overline{u'_{S32}}$ , so dass der Fehler  $\overline{u'_{S'32}}$  nach Gleichungen (4.61) und (4.62) recht konservativ abgeschätzt werden kann.

$$2 \overline{u'_S c'}_{32} < \overline{u'_S c'}_{64} \quad (4.61)$$

$$\overline{u'_S c'}_{32} < \Delta \overline{u'_S c'} = \overline{u'_S c'}_{64} - \overline{u'_S c'}_{32} = \overline{u'_M c'_M}_{64} - \overline{u'_M c'_M}_{32} \quad (4.62)$$

Die so abgeschätzten systematischen Fehler sind in Abbildung 4.29 dargestellt für den Fall ohne den Einsatz von *Window Deformation*. Im Vergleich zu den gemessenen Flüssen  $\overline{u'_M c'_M}$  und  $\overline{w'_M c'_M}$  in Abbildung 4.28 erkennt man, dass die Fehler in der Größenordnung von ca. 10% des jeweiligen Maximalwerts liegen.

Reduziert man die Größe der IAs weiter auf eine Größe von  $16 \times 16 \text{ Px}^2$  lässt sich der Fehler weiter reduzieren. Allerdings führen die extrem kleinen IAs durch häufige Fehlvektoren zu einem stark vergrößerten



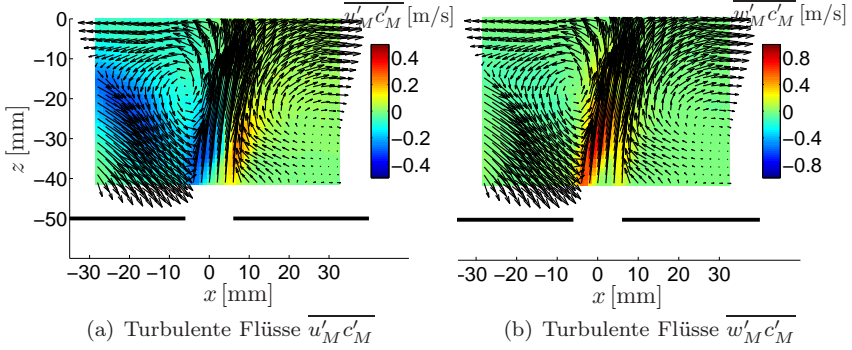


Abb. 4.28: Turbulente Flüsse, IA  $32 \times 32 \text{ Px}^2$ , **ohne** *Window Deformation*,  $y=0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m}=12 \text{ g/s}$ ,  $J=400$

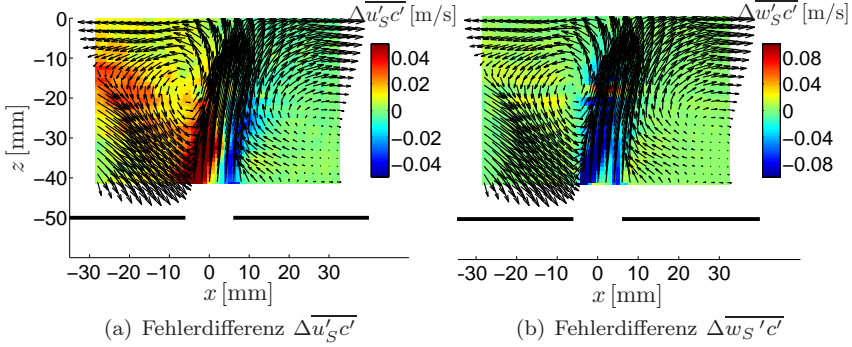


Abb. 4.29: Fehlerdifferenz zwischen IA  $64 \times 64 \text{ Px}^2$  und IA  $32 \times 32 \text{ Px}^2$ , **ohne** *Window Deformation*,  $y=0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m}=12 \text{ g/s}$ ,  $J=400$

Rauschanteil bzw. bei Durchführung einer Validierung des Korrelationspeaks zu einer starken Reduzierung der validierten Datenanzahl. Dieses erhöhte Rauschniveau äußert sich durch einzelne Fehlerflecken; da das Rauschen aber unkorreliert ist, kann dieser Fehler durch eine Vergrößerung der Messbilderanzahl wieder reduziert werden.

Wie Abbildung 4.31 zeigt, liegt der Fehler beim Einsatz von *Window Deformation* selbst bei einer IA-Größe von  $32 \times 32 \text{ Px}^2$  auf dem gleichen Niveau wie bei einer IA-Größe von  $16 \times 16 \text{ Px}^2$  ohne den Einsatz von

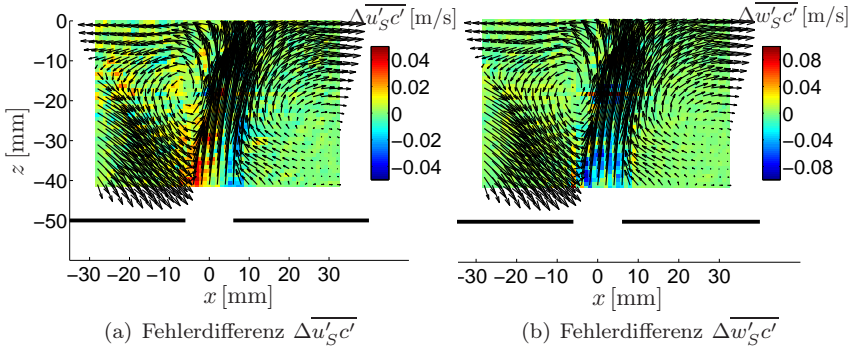


Abb. 4.30: Fehlerdifferenz zwischen IA  $32 \times 32 \text{ Px}^2$  und IA  $16 \times 16 \text{ Px}^2$ , **ohne** Window Deformation,  $y=0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m}=12 \text{ g/s}$ ,  $J=400$

Window Deformation.

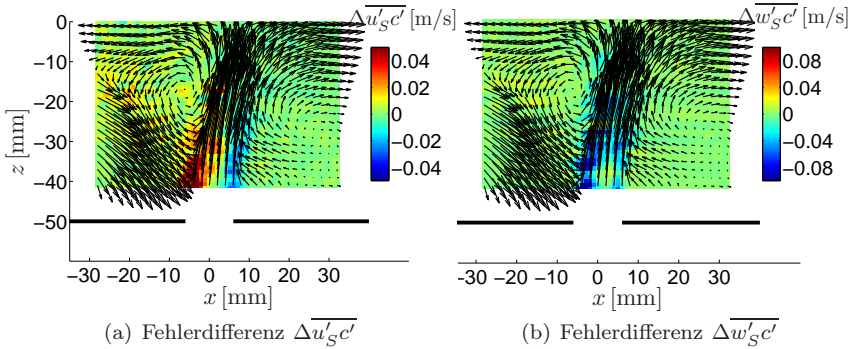


Abb. 4.31: Fehlerdifferenz zwischen IA  $64 \times 64 \text{ Px}^2$  und IA  $32 \times 32 \text{ Px}^2$ , **mit** Window Deformation,  $y=0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m}=12 \text{ g/s}$ ,  $J=400$

### 4.5.3 Proper Orthogonal Decomposition (POD)

Die Proper Orthogonal Decomposition ist ein Werkzeug zur Datenanalyse. Ein Hauptanwendungsgebiet der POD im Rahmen der Strömungsmechanik ist die Identifikation von kohärenten Strukturen in Strömun-

gen [14], wobei räumlich korrelierte, charakteristische Schwankungen um den zeitlichen Mittelwert in Form von orthogonalen Basisvektoren (Moden) herausgearbeitet werden. Die POD wird dabei üblicherweise auf Geschwindigkeitsfelder angewandt, wodurch eine direkte Abschätzung der enthaltenen turbulenten kinetischen Energie jedes Modus einhergeht. Sie kann aber auch zur Identifikation von Strukturen in Skalarfeldern, wie dem Mischungsbruch bzw. der Konzentration eingesetzt werden [100, 50, 8]. In der vorliegenden Arbeit wurde die POD eingesetzt, um Zusammenhänge zwischen der Konzentrationsverteilung und dem zugrunde liegenden Strömungsfeld zu verdeutlichen. Dazu wurde von jedem Messfenster neben den beiden Geschwindigkeitskomponenten zusätzlich die Konzentration in einen Vektor  $\psi_i$  eingetragen. Die Konzentrationen  $c_i$  wurden zusätzlich mit einem Faktor  $f_c$  ( $\{f_c\} = \text{m/s}$ ) multipliziert, um konsistente Einheiten zu erhalten<sup>11</sup>.

$$\psi_i = \begin{cases} u_i & \text{für } i = 1 \dots M \\ w_{i-M} & \text{für } i = (M+1) \dots 2M \\ f_c c_{i-2M} & \text{für } i = (2M+1) \dots 3M \end{cases} \quad (4.63)$$

Da die Konzentrationen jedoch einen Beitrag zur Gesamtenergie leisten würden, wurde der Faktor  $f_c$  mit  $f_c \approx 10^{-4} \text{m/s}$  sehr klein gewählt, um den Anteil der Konzentration an der Leistung der Moden vernachlässigen zu können. Dadurch bleibt die Charakteristik der Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Moden durch die zusätzlich eingebrachten Konzentrationen nahezu unbeeinflusst, so dass den Geschwindigkeitsfeldern der Moden lediglich eine zugehörige Konzentrationsverteilung zugeordnet wird. Die Berechnung der POD erfolgte über die direkte Methode. Hierfür wurde die Kovarianzmatrix  $R_{ij}$  aufgestellt, indem die Fluktuationen  $\psi'_i$  aller Messfenster desselben Snapshots paarweise miteinander korreliert und über alle Snapshots gemittelt wurden.

$$\psi'_i = \psi_i - \overline{\psi_i} \quad (4.64)$$

$$R_{ij} = \overline{\psi'_i \psi'_j} \quad (4.65)$$

Das Lösen dieses Eigenwertproblems in Gleichung (4.66) unter den Randbedingungen, dass die Eigenvektoren orthogonal und entsprechend ihrer

---

<sup>11</sup>Mathematisch betrachtet spielt dies für die implementierte POD selbstverständlich keine Rolle, da diese nur mit Zahlen arbeitet.

Leistung sortiert sind, liefert die Eigenformen der kohärenten Strukturen (Moden)  $\phi_i^{(m)}$  und die zugehörige Energie  $\lambda^{(m)}$ . Mode 0 ist dabei der Mittelwert des Datensatzes  $\bar{\psi}_i$ .

$$(R_{ij} - \lambda \delta_{ij}) \phi_j = 0 \quad (4.66)$$

Jeder Snapshot kann somit durch eine Summe zur neuen Basis der Moden rekonstruiert werden, indem jeder Mode  $\phi_i^{(m)}$  mit einer individuellen Amplitude  $a^{(m)}$  gewichtet wird.

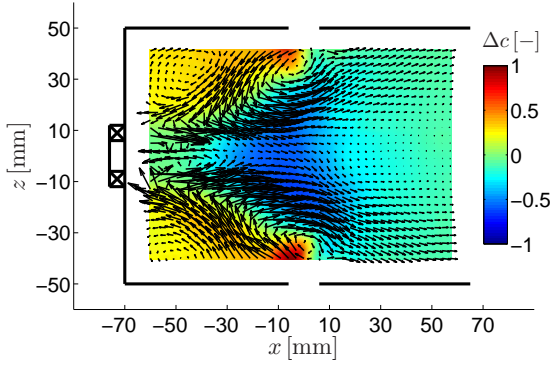
$$\psi_i = \bar{\psi}_i + \sum_{m=1}^{3M} a^{(m)} \phi_i^{(m)} \quad (4.67)$$

Um diese Leistungsabhängigkeit der Moden bei der Darstellung zu berücksichtigen, werden hier noch leistungsgewichtete Moden eingeführt. Mit der Definition in Gleichung (4.68) lässt sich durch  $\tilde{\phi}_i^{(m)}$  der mittleren Einfluss des Modes berechnen und durch positive bzw. negative Superposition mit dem Mittelwert in einer Deformation des mittleren Strömungs- und Konzentrationsfeldes visualisieren (Gleichung (4.69)).

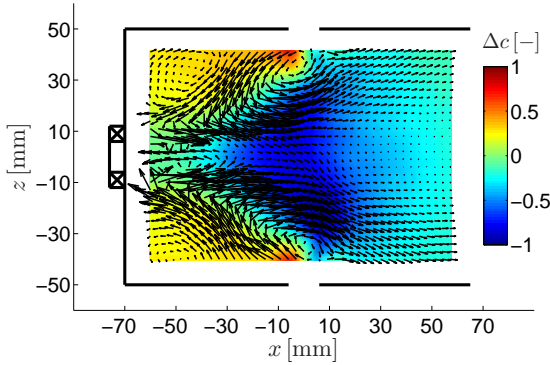
$$\tilde{\phi}_i^{(m)} = \tilde{a}^{(m)} \phi_i^{(m)} \quad \text{mit} \quad \tilde{a}^{(m)} = \sqrt{\lambda^{(m)}} \quad (4.68)$$

$$\tilde{\psi}_i^{-(m)} = \bar{\psi}_i - \tilde{\phi}_i^{(m)} \quad (4.69a) \quad \tilde{\psi}_i^{+(m)} = \bar{\psi}_i + \tilde{\phi}_i^{(m)} \quad (4.69b)$$

Die Notwendigkeit der gemeinsamen POD wird in Abbildung 4.32 und 4.33 deutlich. Für Mode #1 zeigen sowohl die getrennte als auch gemeinsam durchgeführte POD ein sehr ähnliches Erscheinungsbild der Konzentrationsverteilung, wohingegen im Falle von Mode #2 der Einfluss der Deformation des unteren Jets auf die Konzentrationsverteilung vollkommen fehlt. Der Grund hierfür sind die unterschiedlichen Regionen, welche die jeweilige Energiezusammensetzung und somit das Erscheinungsbild der Moden dominieren, so dass im Fall der getrennten POD die Kopplung zwischen der Drallströmung und der lokalen Jetfluktuation nur eine untergeordnete Rolle spielt. Zusätzlich lässt sich erkennen, dass durch den extrem klein gewählten Faktor  $f_c$  wie erwartet die Geschwindigkeitsvektoren in beiden Fällen nahezu identisch sind.



(a) gemeinsame POD



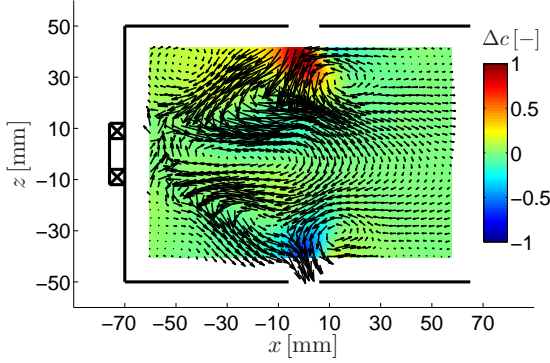
(b) getrennte POD

 Abb. 4.32: Vergleich von gemeinsamer und getrennter POD, Mode #1,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$ 

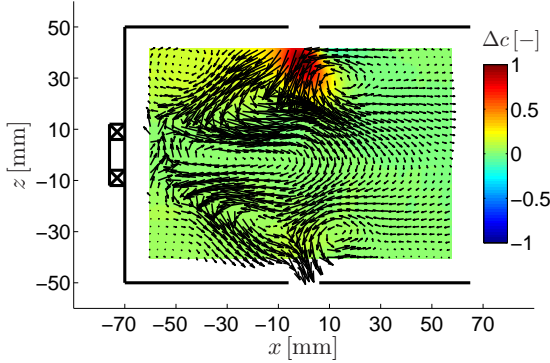
### Rauschen bei der POD

Wie Gleichung 4.70 zeigt, führt das Rauschen  $\psi'_{R_i}$  in den gemessenen Fluktuationen  $\psi'_{M_i}$  zu systematischen Fehlern in der Kovarianzmatrix, da das Rauschen für die Diagonalelemente mit  $i=j$  korreliert ist.

$$R_{R_{ij}} = \overline{\psi'_{M_i} \psi'_{M_j}} = \overline{\psi'_i \psi'_j} + \overline{\cancel{\psi'_i \psi'_{R_j}}^{\approx 0}} + \overline{\cancel{\psi'_{R_i} \psi'_j}^{\approx 0}} + \overline{\psi'_{R_i} \psi'_{R_j}} \quad (4.70)$$



(a) gemeinsame POD



(b) getrennte POD

Abb. 4.33: Vergleich von gemeinsamer und getrennter POD, Mode #2,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$ 

Der Vergleich anhand eines unverrauschten mit einem künstlich verauschten synthetischen Datensatz bei einem Rauschniveau von 20 % sowohl in den Konzentrations- als auch in den Geschwindigkeitsfluktuationen zeigt, dass die zusätzliche Energie des Rauschens (Gleichung (4.71)) vor allem in die energiereichen Moden ( $m < 10$ ) eingeht (Abbildung 4.34a).

$$\Delta\lambda_R^{(m)} = \lambda_R^{(m)} - \lambda^{(m)} \quad (4.71)$$

Bezieht man die Rauschleistung allerdings auf die unverrauschte Leis-

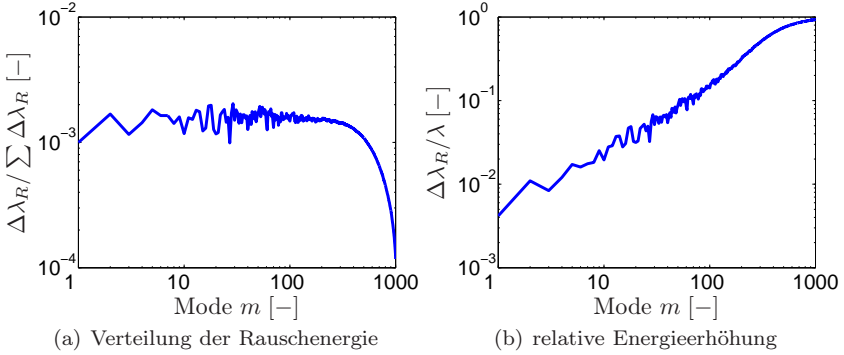


Abb. 4.34: Einfluss des Rauschens auf die Energieverteilung der POD-Moden

tung der Moden, erkennt man, dass die relative Energieerhöhung dieser Moden in der Größenordnung von 1% liegt und somit vernachlässigbar ist. Entsprechend bleibt auch die Form dieser dominanten Moden nahezu unbeeinflusst. Um dies zu verifizieren, wurden die verrauschten Moden normiert und mit den unverrauschten, ebenfalls normierten Moden korreliert.

$$\eta^{(m)} = \frac{\left| \phi_i^{(m)} \phi_{R_i}^{(m)} \right|}{\sqrt{\phi_j^{(m)} \phi_j^{(m)}} \sqrt{\phi_{R_k}^{(m)} \phi_{R_k}^{(m)}}} \quad (4.72)$$

Durch den Betrag in Gleichung (4.72) nimmt die Korrelation Werte an mit  $0 \leq \eta \leq 1$ , wobei  $\eta = 1$  für absolut identische und  $\eta = 0$  für vollkommen unkorrelierte bzw. orthogonale Moden steht. Um die unterschiedliche Gewichtung zwischen Geschwindigkeiten und Konzentrationen zu beheben, wurden die Moden vorher in einen Geschwindigkeits- und einen Konzentrationsanteil aufgespalten. Abbildung 4.35 zeigt, dass gemäß der Annahme auch die Form der dominanten Moden vom Rauschen nahezu unbeeinflusst ist<sup>12</sup>. Somit ist ein Vergleich korrespondierender Moden aus Messreihen mit unterschiedlichem Rauschniveau ohne weitere Korrektur zulässig.

<sup>12</sup>Die Schwankungen in den Graphen in Abbildung 4.35 liegen in der fehlenden Mittelung über mehrere Testreihen begründet.

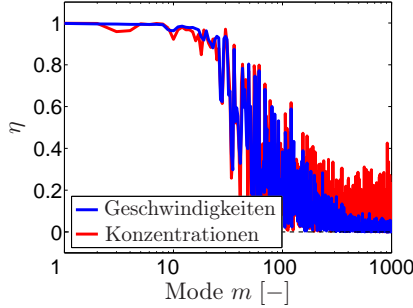


Abb. 4.35: Einfluss des Rauschens auf die Form der POD-Moden

## 4.6 Statistische Sicherheit

An dieser Stelle soll die Genauigkeit der statistischen Größen wie Mittelwerte oder Varianzen aufgrund des begrenzten Datenumfangs von im Allgemeinen  $N = 1000$  Messungen betrachtet werden. Die meistverbreiteten Schätzer benötigen hierfür Datensätze in denen jede Messung statistisch unabhängig von der vorangegangenen Messung ist. Mathematisch betrachtet bedeutet dies, dass zwischen zwei Messungen mindestens das doppelte *integrale Zeitmaß* liegen muss.

$$\Delta T \geq 2T_I \quad (4.73)$$

Das *integrale Zeitmaß* lässt sich mit Gleichung (4.74) nach [35] und [105] aus der Autokorrelationskoeffizientenfunktion  $\rho_{uu}(\tau)$  ermitteln, welche aus den LDV-Daten bestimmt werden konnte.

$$T_I = \int_0^{\infty} \rho_{uu}(\tau) d\tau \quad (4.74)$$

Diese Analyse aller LDV-Messreihen resultierte in einem Integralen Zeitmaß von  $T_I = 6.6 \text{ ms} \pm 5.9 \text{ ms}$ , wobei das maximale integrale Zeitmaß zu  $T_{I_{\max}} = 22.2 \text{ ms}$  bestimmt werden konnte, wodurch die Geschwindigkeits- und Konzentrationsdaten, die mit dem PIV-System bei einer Abtastrate von  $\Delta T \approx 1 \text{ s}$  aufgenommen wurden, theoretisch statistisch unabhängig



sind. Wie man am Beispiel der in Abbildung 4.36 dargestellten Autokorrelationskoeffizientenfunktion für die drei auftretenden charakteristischen Frequenzen bei einem Massenstrom von  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  pro Düse sieht, sind die Daten bei einer Abtastrate  $\Delta T = 2 T_I \approx 44.4 \text{ ms}$  vor allem bei auftreten der niedrigsten der drei Frequenzen mit  $f = 6 \text{ Hz}$  noch korreliert. Dies ist allerdings bei der verwendeten Abtastrate von  $\Delta T \approx 1 \text{ s}$  nicht mehr der Fall, so dass tatsächlich statistisch unabhängige Messwerte vorliegen.

Die Berechnung der Vertrauensbereiche erfolgt nach einer Zusammenfassung von [11], deren wesentlichen Punkte in [105] aufgeführt sind. Für die Abschätzung des 95 %-Vertrauensbereichs von Mittelwerten und Varianzen wurden exemplarisch im Falle der Konzentrationen Gleichungen (4.75) und (4.76) verwendet. Die so berechneten 95%-Vertrauensbereiche sind in Abbildung 4.37 dargestellt.

$$\bar{c} - \Delta \bar{c}_{95\%} \leq \bar{c} \leq \bar{c} + \Delta \bar{c}_{95\%} \quad \text{mit} \quad \Delta \bar{c}_{95\%} = 2 \sqrt{\frac{\overline{c'^2}}{N}} \quad (4.75)$$

$$\overline{c'^2} - \Delta \overline{c'^2}_{95\%} \leq \overline{c'^2} \leq \overline{c'^2} + \Delta \overline{c'^2}_{95\%} \quad \text{mit} \quad \Delta \overline{c'^2}_{95\%} = 2 \sqrt{\frac{\overline{c'^4} - \overline{c'^2}^2}{N}} \quad (4.76)$$

Wie bereits in Abschnitt 4.4.4 bei der Rauschkorrektur der Ungemischtheit gezeigt wurde, kann die Ungemischtheit  $U$  durch ein Taylorpolynom zweiter Ordnung der quadratischen Ungemischtheit  $U^2$  am Punkt der mittleren Konzentration  $\bar{c}$  angenähert werden, wodurch sich die Ungemischtheit  $U$  als Funktion der mittleren Konzentration  $\bar{c}$  sowie deren Varianz  $\overline{c'^2}$  ausdrücken lässt (Gleichung (4.77)).

$$U \approx \sqrt{k_0(\bar{c}) + k_2(\bar{c}) \overline{c'^2}} \quad (4.77)$$

Dabei zeigte diese Näherung vor allem im Stromabbereich mit  $x > 30 \text{ mm}$  eine ausreichende Genauigkeit (Abbildung 4.15), die für quantitative Vergleiche des Ausmischens der beiden Teilströme bei verschiedenen Betriebsparametern gefordert wird. Entsprechend kann hier die Beurteilung der Messgenauigkeit ebenfalls unter Verwendung von Gleichung (4.77) erfolgen. Die Fortpflanzung des Fehlers bei der Berechnung

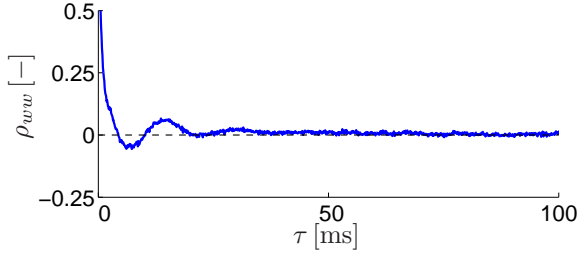
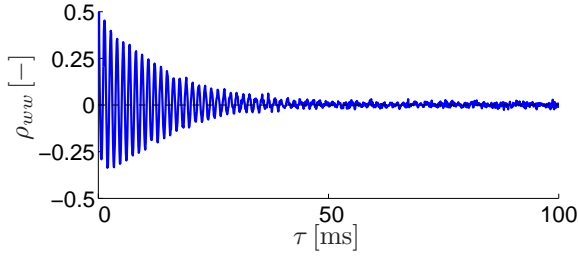
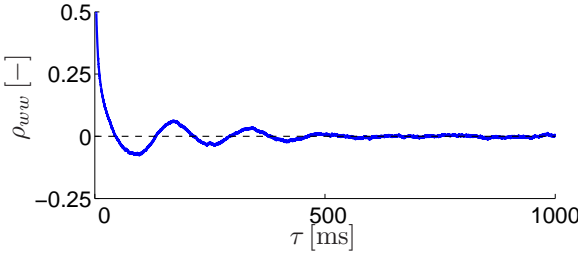

(a)  $y = 0\text{mm}$ ,  $f \approx 65\text{Hz}$ 

(b)  $y = 15\text{mm}$ ,  $f \approx 750\text{Hz}$ 

(c)  $y = 40\text{mm}$ ,  $f \approx 6\text{Hz}$ 

Abb. 4.36: Autokorrelationskoeffizientenfunktionen der  $w$ -Geschwindigkeiten,  $x = -55\text{ mm}$ ,  $z = 0\text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 12\text{ g/s}$ ,  $J = 0$

der Ungemischtheit aufgrund der oben angesprochenen Messunsicherheiten der mittleren Konzentration  $\bar{c}$  und der Varianz  $\overline{c'^2}$  wurde mit Gleichung (4.78) abgeschätzt (Abbildung 4.38).

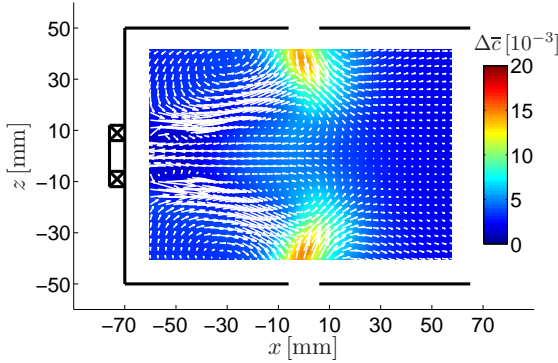
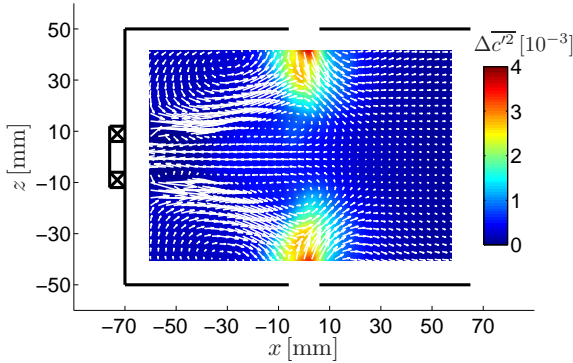

 (a) Vertrauensintervall der Konzentration  $\Delta \bar{c}$ 

 (b) Vertrauensintervall der Konzentrationsvarianz  $\Delta \overline{c'^2}$ 

 Abb. 4.37: 95%-Vertrauensintervalle der Konzentration und Konzentrationsvarianz,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$ 

$$U - \Delta U_{95\%} \leq U \leq U + \Delta U_{95\%} \quad (4.78)$$

mit

$$\Delta U_{95\%} = \sqrt{\left( \frac{\partial U}{\partial \bar{c}} \Delta \bar{c}_{95\%} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial \overline{c'^2}} \Delta \overline{c'^2}_{95\%} \right)^2}$$

Wie man anhand der relativen Unsicherheiten in Abbildung 4.38 sieht, ist der relative Fehler von  $\Delta U/U \approx 5\%$  nahezu vernachlässigbar. Zur

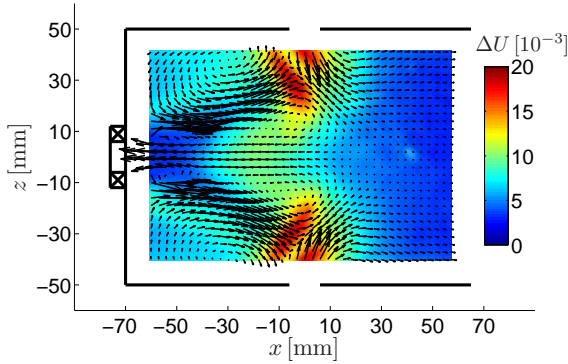
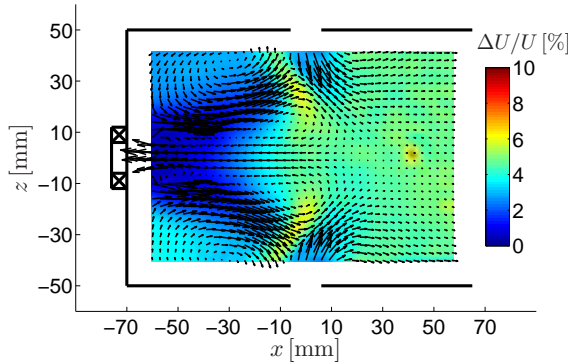

(a) Vertrauensintervall der Ungemischtheit  $\Delta U$ 

(b) Relativer Fehler  $\Delta U/U$ 

Abb. 4.38: 95%-Vertrauensintervalle der Ungemischtheitsberechnung,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$ 

selben Erkenntnis gelangt man mit Blick auf die absoluten Werte der Unsicherheit, welche im Stromabbereich mit  $x > 30$  mm lediglich bei  $\Delta U \approx 0.004$  liegen.

Im Anhang A.3 befinden sich die Abschätzungen des 95%-Vertrauensbereichs aller wesentlichen Messgrößen.

## 5 Numerische Simulationen

Trotz der vorwiegend experimentellen Ausrichtung dieser Arbeit, wurden im Rahmen der Bypassvariation numerische Strömungssimulationen mit der kommerziellen Software FLUENT® durchgeführt. Als Motivation hierfür kann in erster Linie der Erkenntnisgewinn über die Strömung innerhalb der Sekundärluftbohrungen genannt werden, wo die im vorherigen Kapitel beschriebenen Messtechniken nicht eingesetzt werden konnten. Darüber hinaus können durch numerische Strömungssimulationen neben den Geschwindigkeitsfeldern problemlos zusätzliche Informationen über andere Strömungsgrößen wie beispielsweise statische Drücke gewonnen werden. Außerdem kann mittels numerischer Simulationen die Variation geometrischer Randbedingungen in Form von Fasen und Rundungen an den Eintrittskanten der Sekundärluftbohrungen sowie die Wandstärke der Trennbleche unter erheblich geringerem Aufwand durchgeführt werden als im Rahmen einer experimentellen Studie. Insbesondere die Reduzierung der Wandstärke würde für das verwendete ebene Mischkammermodell bei hohen Nebenstromdrücken zu Festigkeitsproblemen führen. Die Notwendigkeit einer solchen Studie wird in Hinblick auf die in Abbildung 5.1 dargestellten Durchflussbeiwerte  $c_{D,SL}$  nach Gleichung (5.1) deutlich, die eine starke Diskrepanz zwischen den experimentellen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit und Durchflussbeiwerten von Dittrich [31] aufweisen.

$$c_{D,SL} = \frac{\dot{m}_{SL}}{\dot{m}_{SL,th}} \quad \text{mit} \quad \dot{m}_{SL,th} = A_{SL} \varrho u_{SL} = 30 \frac{\pi d_{SL}^2}{4} \varrho u_{SL} \quad (5.1)$$

Die experimentellen Durchflussbeiwerte wurden dabei unter Verwendung von Gleichung (5.1) und (4.21) aus der globalen Referenzkonzentration  $\bar{c}_g$  und dem konstant gehaltenen Hauptmassenstrom  $\dot{m}_{HS}$  ermittelt.

### 5.1 Modellierung

Wie numerische Arbeiten zeigen (z.B. [73]), können die besten Resultate bei der Simulation der vorliegenden Brennkammerströmung durch die so

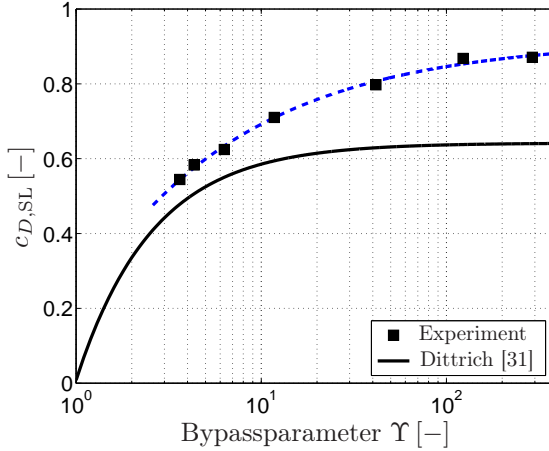


Abb. 5.1: Vergleich der Durchflussbeiwerte, Experiment und Literaturangaben nach [31]

genannten *Large Eddy Simulations* (LES) erzielt werden. Bei diesen instationären Strömungssimulationen werden großskalige Turbulenzstrukturen durch das zugrunde liegende Gitter aufgelöst, während kleinere Skalen durch ein Turbulenzmodell abgebildet werden. Diese Simulationen sind aber nur mit erheblicher Rechenleistung in angemessener Zeit zu bewältigen, so dass sich diese LES beim aktuellen Stand der Computertechnik nur bedingt zu umfangreichen Parameterstudien eignen, wie sie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben wurden. Da der Fokus der Simulationen in der vorliegenden Arbeit jedoch auf der Strömung innerhalb der Sekundärluftbohrungen bzw. beim Eintritt der Nebenstromluft in diese Sekundärluftbohrungen liegt, ist eine Vereinfachung der Strömung in der Mischkammer selbst naheliegend.

Abbildung 5.2 und 5.3 zeigen anhand von Ergebnissen aus PIV-Messungen, die skaliert<sup>1</sup> als Vektorplots dargestellt und mit dem Betrag der Geschwindigkeit hinterlegt wurden, dass eine Veränderung der Strömung innerhalb der Mischkammer über den kompletten denkbaren Betriebsbereich von  $0 \leq J \leq \infty$  keinen erkennbaren Einfluss auf das Einstromverhalten der Nebenstromluft in die Bohrungen aufweist. Somit wurde für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Strömungssimulationen der

<sup>1</sup>Die Darstellung der Vektoren sowie der hinterlegten Absolutgeschwindigkeit wurde so skaliert, dass die Nebenstromgeschwindigkeit  $u_{NS}$  für alle Impulsverhältnisse identisch ist.

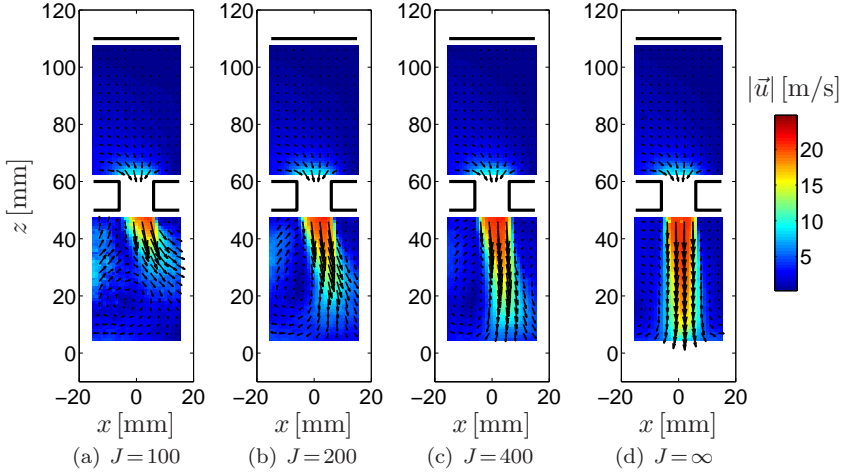


Abb. 5.2: Einfluss der Drallströmung, PIV-Daten (skaliert),  $y = 0$  mm,  $J$ -Variation, Klappe #0

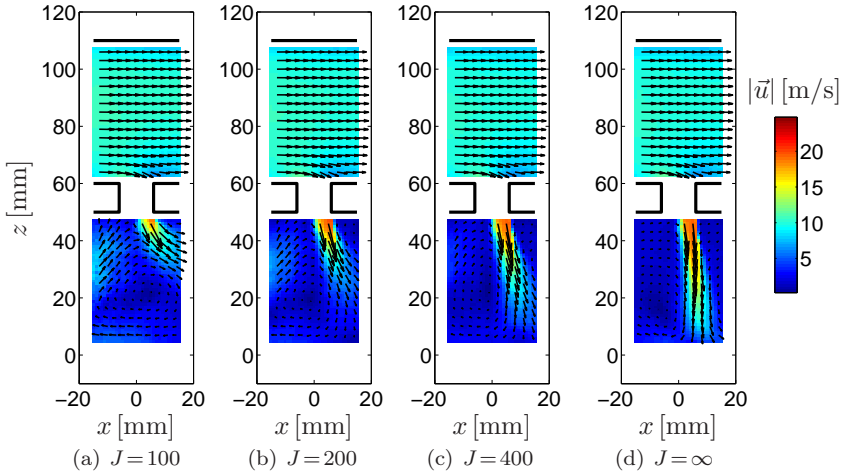


Abb. 5.3: Einfluss der Drallströmung, PIV-Daten (skaliert),  $y = 0$  mm,  $J$ -Variation, Klappe #6

Testfall  $J = \infty$  bzw.  $\dot{m}_{\text{HS}} = 0$  mit  $p_{t,\text{NS}} = 240 \text{ Pa}$  ausgewählt und entsprechend auf die Modellierung der Dralldüse zugunsten eines einfachen, geschlossenen Abschlussblechs verzichtet. Da durch den Wegfall der Dralldüse auch der instationäre Charakter der Drallströmung mit den großskaligen Wirbelstrukturen des *Precessing Vortex Cores* (PVC) entfällt, bietet sich die Simulation mithilfe der *Reynolds-Averaged-Navier-Stokes*-Gleichungen (RANS) an, bei welcher lediglich die mittlere Strömung berechnet wird und alle Fluktuationen und damit verbundenen turbulenten Scheinspannungen (Reynoldsspannungen) modelliert werden.

### 5.1.1 Rechengitter und Randbedingungen

Ein weiterer positiver Effekt, der mit dem Wegfall der Drallströmung einhergeht, ist, dass nun bei Vernachlässigung der begrenzenden Seitenwände Symmetrie bezüglich der zentralen Ebenen  $y = 0 \text{ mm}$  und  $z = 0 \text{ mm}$  sowie bezüglich der Ebenen zwischen zwei Sekundärluftbohrungen mit  $y = s/2 = 16.6 \text{ mm}$  vorliegt und sich die Anzahl der Zellen des benötigten Rechengitters enorm reduziert<sup>2</sup>.

Als Einlaufstrecke des Nebenstromkanals und Auslaufstrecke der Mischkammer wurden jeweils Kanallängen von 200 mm mitmodelliert, so dass sich auf der Seite des Einlaufs ausgehend von einem blockförmigen Geschwindigkeitsprofil die Grenzschichten an den Wänden entwickeln konnten; auf der Seite der Austrittsfläche sollten so Rückströmungen mit negativer  $u$ -Geschwindigkeit vermieden werden. Für den Bypassauslass genügte hierfür eine Auslaufstrecke von nur 100 mm (Abbildung 5.4).

Als Randbedingungen wurde im Falle des geschlossenen Bypasses (Klappenstellung #0) für die Bypassaustrittsfläche eine Wand angenommen, wohingegen für die Eintrittsfläche des Nebenstromkanals und die Austrittsfläche der Mischkammer Druckrandbedingungen mit einem Differenzdruck von  $\Delta p_{s,\text{NS}} = 240 \text{ Pa}$  gesetzt wurden. Für alle anderen Bypassklappenstellungen wurde dagegen für die Eintrittsfläche die konstante Eintrittsgeschwindigkeit  $u_{\text{NS}}$  gesetzt, welche nach Gleichung (3.11) aus den gemessenen Volumenströmen (Abbildung 3.6) bestimmt wurde. Entsprechend wurde die Druckrandbedingung  $\Delta p_{s,\text{NS}} = 240 \text{ Pa}$  nun an beiden Austrittsflächen gesetzt.

Das Gitter selbst bestand aus  $N \approx 10^6$  vorwiegend hexaedrischen Zellen. Wie Abbildung 5.5 zeigt, wurden die Zellen dabei mit der Verringerung des Wandabstands sukzessive verkleinert. Die Zellen innerhalb der Sekundärluftbohrung wurden ebenfalls sehr klein gehalten, um nu-

---

<sup>2</sup>Es muss also nur noch eine halbe Sekundärluftbohrung gerechnet werden.



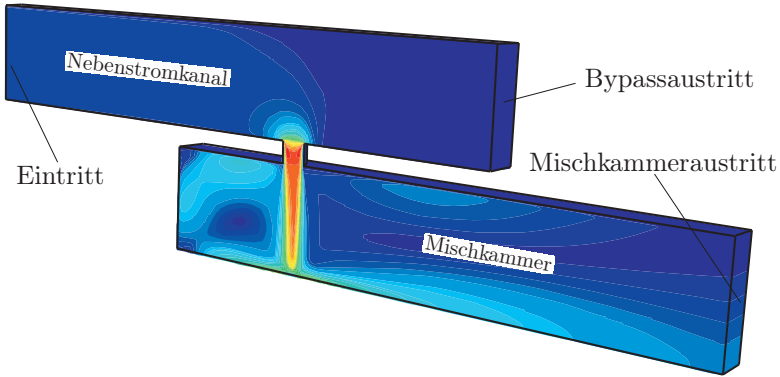
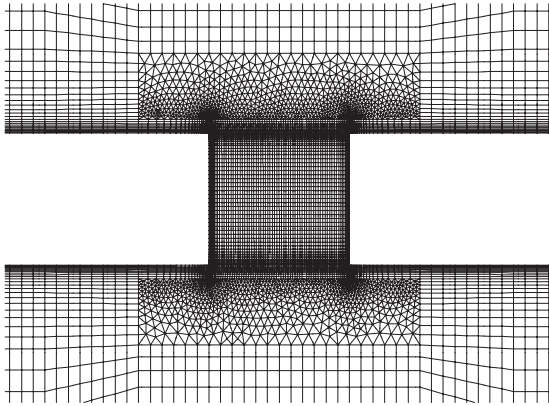


Abb. 5.4: Simulationsbereich

merische Fehler im Durchfluss durch ein zu grobes Gitter zu vermeiden. Der Übergang zwischen den Kanälen und der Halbbohrung wurde mit tetraedrischen Zellen realisiert.


Abb. 5.5: Gitterausschnitt im Bereich der Sekundärluftbohrung,  $y=0$  mm

### 5.1.2 Turbulenzmodell

Als Turbulenzmodell wurde das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell von Menter [95] verwendet, da dieses Modell die Vorteile des Standard- $k$ - $\omega$ -Modells in Wand-

nähe und des Standard- $k$ - $\epsilon$ -Modells in der freien Strömung durch eine wandabstandabhängige Überblendfunktion vereint, und damit ein robustes Modell für aerodynamische Anwendungen darstellt [7]. An dieser Stelle muss jedoch abermals betont werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Strömungssimulationen keinen Anspruch auf maximale quantitative Genauigkeit der Ergebnisse haben, sondern dass das Hauptaugenmerk auf der qualitativen Erfassung der Strömungseffekte und der Vorhersage von Trends bei Variationen der Geometrie liegt. Somit werden hier bewusst die bekannten Unzulänglichkeiten des verwendeten Turbulenzmodells, wie die Isotropie der Turbulenz aufgrund der zugrunde liegenden Boussinesq-Approximation, in Kauf genommen, um den Umfang der Variationen an Geometrie- und Strömungsparametern durch die verhältnismäßig kurze Rechenzeiten bei der Verwendung eines 2-Gleichungsturbulenzmodells steigern zu können. Im Folgenden konnte jedoch gezeigt werden, dass die Genauigkeit der Simulationen ausreicht, um einerseits Durchflussbeiwerte von Dittrich [31] zu reproduzieren und andererseits die Geschwindigkeitsprofile der PIV-Messungen im Nebenstromkanal abzubilden.

### 5.1.3 Validierung

Im Rahmen einer Parameterstudie konnte eine starke Abhängigkeit des Durchflussbeiwertes  $c_{D,SL}$  von der relativen Wandstärke  $w/d_{SL}$  sowie der Einlaufkantengeometrie festgestellt werden. Diese Abhängigkeiten sind in Abbildung 5.6 und 5.7 dargestellt.

Dabei lässt sich zum einen erkennen, dass die experimentellen Durchflussbeiwerte von [31] näherungsweise reproduziert werden konnten (Abbildung 5.6); die Restfehler können auf die unterschiedlichen relativen Lochabstände  $s/d_{SL}$  zurückgeführt werden, deren Einfluss ebenfalls in Dittrich [31] gezeigt wurde. Zum anderen zeigen die Vergleiche zwischen den Ergebnissen der PIV-Messungen und den Strömungssimulationen mit variabler Einlaufgeometrie (Abbildung 5.7), dass die Einlaufkanten der Modellmischkammer eine Einlauffase mit einer Höhe von  $h_F \approx 0.5$  mm bzw. ein Einlaufradius mit  $r_E \approx 0.5$  mm vorliegen müssen, und so zu erhöhten Durchflussbeiwerten führen. Die Erklärung für diese geometrische Unzulänglichkeit ist vor allem im Entgraten der Bohrungen bzw. in der Lackierung der Oberflächen<sup>3</sup> zu finden, was ebenfalls zu einer Abrundung der Einlaufkanten führen kann. Entsprechend wurde

---

<sup>3</sup>Geschwärmte Oberflächen sind für den Einsatz der optischen Messtechniken zweckmäßig.

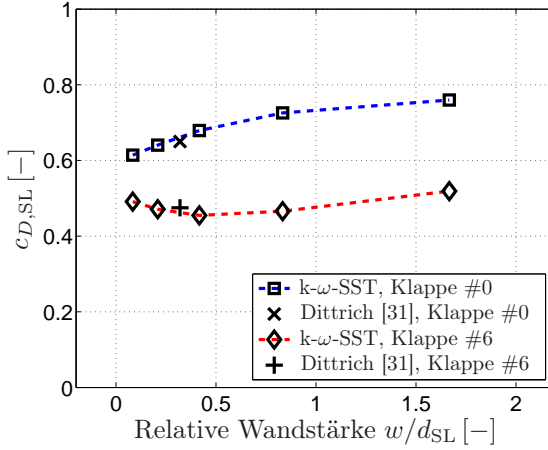


Abb. 5.6: Durchflussbeiwerte, Variation der Wandstärke  $w$

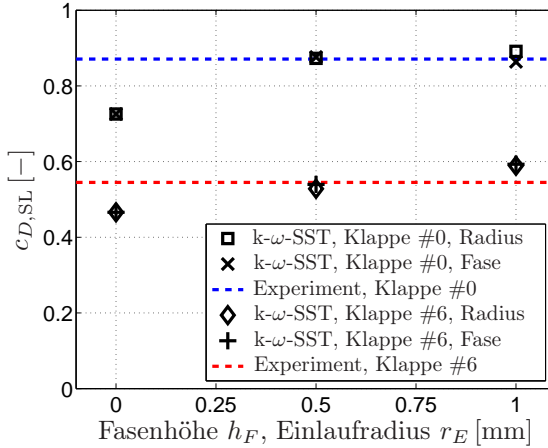


Abb. 5.7: Durchflussbeiwerte, Variation der Einlaufkante

für den Vergleich zwischen Messung (PIV) und numerischer Strömungssimulation ebenfalls eine Strömungssimulation mit einem Einlafradius von  $r_E = 0.5$  mm gewählt. Um den Einfluss der oben angesprochenen unterschiedlichen Randbedingungen innerhalb der Mischkammer zwischen Experiment und Simulation (Dralldüse gegenüber Abschlussblech) zu

vermeiden, wurde dabei lediglich die Geschwindigkeitsprofile im Nebenstrom zum Vergleich herangezogen (Abbildung 5.8).

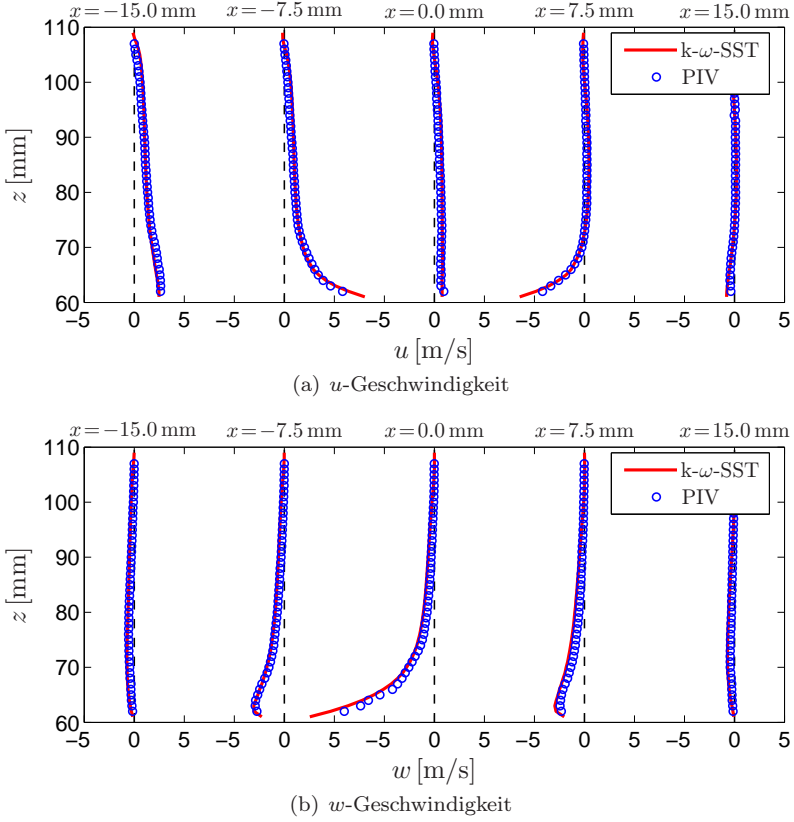


Abb. 5.8: Vergleich zwischen PIV und RANS im Nebenstrom,  $y=0$  mm,  $J=\infty$ , Klappe #0

Beide Geschwindigkeitskomponenten zeigen im gewählten Bereich um die zentrale Sekundärluftbohrung gute Übereinstimmungen zwischen Experiment (PIV) und numerischer Strömungssimulation, so dass die Zuverlässigkeit der Simulationsergebnisse gewährleistet ist.

## 6 Ergebnisse

Innerhalb dieses Kapitels werden die Ergebnisse der verschiedenen Messreihen präsentiert und diskutiert. Dabei werden die mittels PIV aufgenommenen planaren Geschwindigkeitsdaten als Vektorfelder bzw. abgeleitete skalare Größen wie z.B. Reynoldsspannungen oder einzelne Geschwindigkeitskomponenten als Konturbilder in mehreren ausgewählten Ebenen dargestellt. Die Konzentrationsdaten, welche lediglich in Längsschnitten aufgenommen wurden und ebenfalls als Konturbilder dargestellt werden, sind zur besseren Kennzeichnung der jeweiligen Bereiche, wie z.B. Drallströmung, Sekundärluftstrahlen oder Rezirkulationszone, zusätzlich mit den entsprechenden Vektorfeldern überlagert. Charakteristische Frequenzen werden anhand der verarbeiteten Laser-Doppler-Daten in Form von Leistungsdichtespektren (PSD) dargestellt. Entsprechende Bewegungsmuster, die bereits in [50] den entsprechenden charakteristischen Frequenzen zugeordnet wurden, werden anhand der aus der POD-Analyse hervorgegangenen Moden aufgezeigt.

Im ersten Teilabschnitt wird zunächst das Strömungs- und Mischungsverhalten der Grundströmung für die Hauptbetriebspunkte mit Hauptmassenströmen von  $\dot{m} = 24 \text{ g/s}$  bzw.  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  pro Düse bei einem Impulsverhältnis von  $J = 100$  bzw.  $J = 0$  bei geschlossener Bypassklappe (Klappenstellung #0) erläutert. Wie im darauf folgenden Abschnitt der Massenstromvariation gezeigt wird, lassen sich die Ergebnisse mit dem Massenstrom skalieren, so dass die meisten Messreihen zu Gunsten hochwertigerer Messergebnisse bei dem niedrigeren Massenstrom von  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  durchgeführt wurden. Entsprechend wird außer im Kapitel der Massenstromvariation selbst in der Regel auf eine Unterscheidung bezüglich des eingestellten Massenstroms verzichtet. Anschließend wird der Einfluss des Impulsverhältnisses  $J$  im Rahmen einer fein aufgelösten Variation dargestellt. Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit der Veränderung der Zuströmbedingung durch die Variation der Bypassklappenstellung, was für die Reduzierung des Bypassparameters  $\Upsilon$  in einer Erhöhung der Zuströmgeschwindigkeit  $u_{\text{NS}}$  bei konstantem Totaldruck  $p_{t,\text{NS}}$  resultiert. Zusätzliche numerische Simulationen zeigen weitere geometrische Einflussparameter auf das Eindringverhalten der Sekundärjets.

## 6.1 Grundströmung

### 6.1.1 Mittleres Strömungsbild

Wie in der Einleitung beschrieben, handelt es sich bei der vorliegenden abstrahierten Brennkammerströmung um eine Einblasung aus gegenüberliegenden Lochreihen in eine verdrehte Hauptströmung. Abbildung 6.1 zeigt das daraus resultierende typische Strömungsfeld für ein Impulsverhältnis von  $J=100$  im Längsschnitt mit  $y=0$  mm.

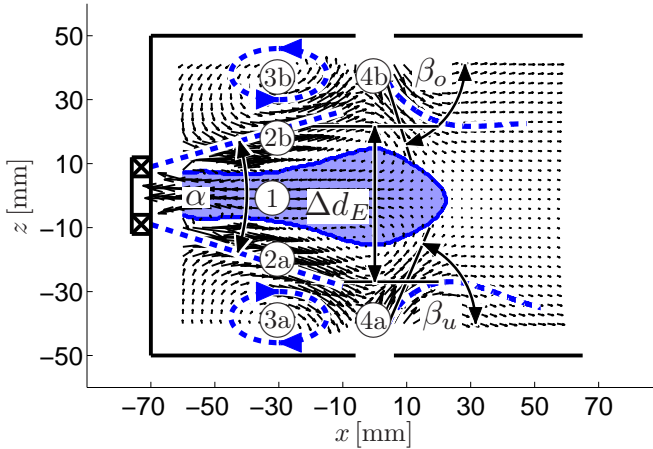


Abb. 6.1: Charakteristisches Strömungsbild, Längsschnitt,  $y=0$  mm,  $J=100$

Hier erkennt man deutlich die charakteristischen Elemente, wie die Drallströmung (2), die aus dem Drallerzeuger austritt, sich durch die Zentrifugalkräfte konusförmig aufweitet und dabei verzögert, so dass sich im Zentrum der Drallströmung aufgrund des daraus resultierenden positiven Druckgradienten eine Rezirkulationszone (1) ausbildet. Dieser Konus der Drallströmung wird durch den Laserlichtschnitt in zwei Äste (2a) und (2b) geschnitten, so dass sich durch eine lineare Regression<sup>1</sup> ein Öffnungswinkel  $\alpha$  einführen lässt. Außerhalb der Drallströmung bilden sich zwei weitere Rezirkulationsbereiche aus, die im Folgenden als Eckwirbel (3a) und (3b) bezeichnet werden. Diese Eckwirbel sind allerdings nicht auf

<sup>1</sup>Die Berechnung der Regressionsgeraden erfolgte durch das Verfahren der kleinsten quadratischen Fehler, wobei zunächst für jede  $x$ -Position mit  $x \leq -10$  mm ein mit der  $u$ -Geschwindigkeit gewichteter Strömungsschwerpunkt bestimmt wurde.

die Drallströmung sondern auf die plötzliche Querschnittserweiterung zurückzuführen und kommen auch bei einfachen Stufenströmungen vor. Als letztes wichtiges Strömungselement des mittleren Strömungsbildes sind die beiden Sekundärluftstrahlen (4a) und (4b) zu nennen, die von oben und unten in die Mischkammer eingeblasen werden. Als Maß für das Verhalten dieser Jets wurden in dieser Arbeit die Eintrittswinkel  $\beta_o$  und  $\beta_u$  sowie die minimale Eindringdifferenzlänge  $\Delta d_E$  herangezogen. Zur Bestimmung dieser Werte wurde jeweils eine zentrale Stromlinie<sup>2</sup> berechnet. Da die Geschwindigkeitsmessungen aufgrund von Reflexionen allerdings nicht bis direkt an die Wand erfolgen konnten, wurde für den Startpunkt dieser Stromlinien die Position der maximalen lokalen Eindringgeschwindigkeit  $|w|$  verwendet. Eine weitere Folge dieses Wandabstands von ca. 8 mm ist, dass es sich bei den Winkeln  $\beta_o$  und  $\beta_u$  entsprechend nicht exakt um die Eintrittswinkel handelt. Die eben beschriebenen Strömungselemente sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

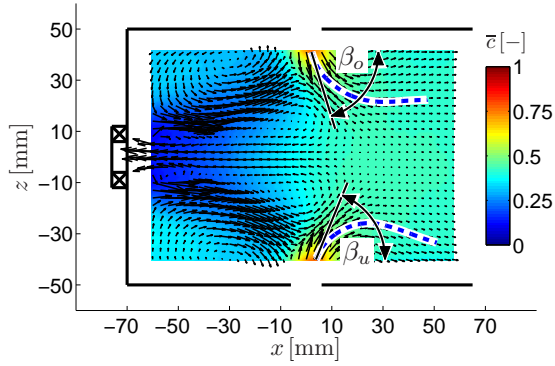
Tabelle 6.1: Strömungselemente

Nr.	Bezeichnung	Parameter #1	Parameter #2
①	Rezirkulationszone	-	-
②	Drallströmung	Öffnungswinkel $\alpha$	-
③	Eckwirbel	-	-
④	Sekundärluftjets	Eindringwinkel $\beta$	Eindringdifferenz $\Delta d_E$

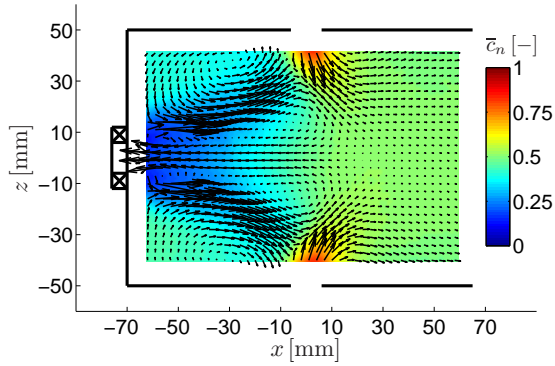
Abbildung 6.2 zeigt die gemessene mittlere Konzentrationsverteilung  $\bar{c}$ , die mittlere normierte Konzentration  $\bar{c}_n$ , sowie die daraus resultierende lokale Ungemischtheit  $U$ , die sich als Folge des oben beschriebenen Geschwindigkeitsfeldes einstellt.

Dabei zeigt sich deutlich wie die Hauptströmung mit einer relativ niedrigen Konzentration von  $\bar{c} \approx 0.1$  in die Mischkammer eintritt, während die Sekundärluftstrahlen mit relativ hohen Konzentrationen von  $\bar{c} \approx 0.7$  in diese Drallströmung injiziert werden. Diese Abweichungen der Konzentrationen vom ausgemischten Zustand mit  $\bar{c}_g \approx 0.42$  resultieren für beide Teilströme in verhältnismäßig hohen Werten für die Ungemischtheit  $U$ , während diese mit zunehmendem Abstand zur Primärzone schnell gegen  $U = 0$  strebt. Ferner fällt auf, dass beide Teilströme signifikant von den definitionsgemäßen Werten  $\bar{c} = 0$  bzw.  $\bar{c} = 1$  abweichen. Die Ursache für diese Konzentrationsdifferenzen liegt im Fall der Drallströmung

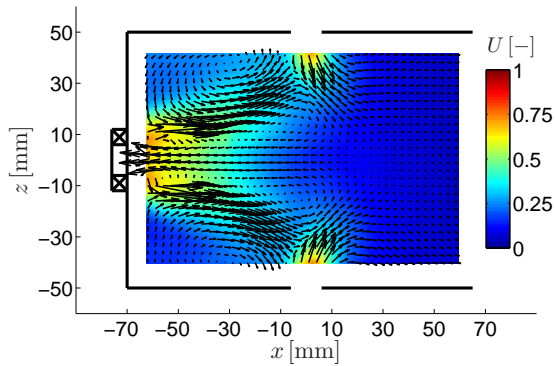
<sup>2</sup>Aufgrund des vollausgebildeten dreidimensionalen Charakters der Strömung, handelt es sich hierbei nur um eine Hilfskonstruktion und nicht um eine wirkliche Stromlinie.



(a) Mittlere Konzentration  $\bar{c}$



(b) Normierte Konzentration  $\bar{c}_n$



(c) Ungemischtheit  $U$

Abb. 6.2: Konzentration und Mischung,  $y=0$  mm,  $J=100$

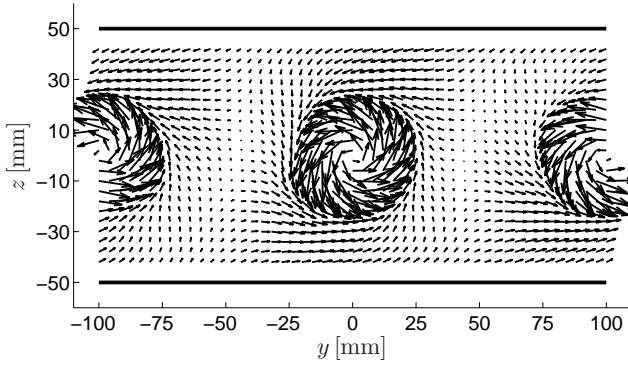


an der Rezirkulation bereits gemischter Luft bis ins Innere der Dralldüsen; im Gegensatz hierzu werden die Sekundärluftjets unmittelbar nach dem Eintritt in die Mischkammer von der Drallströmung sowohl in  $x$ -Richtung als auch in  $y$ -Richtung abgelenkt, wie die zentralen Stromlinien im Längsschnitt ( $y = 0$  mm, Abbildung 6.2a) bzw. im Querschnitt ( $x = 0$  mm, Abbildung 6.3c) darlegen.

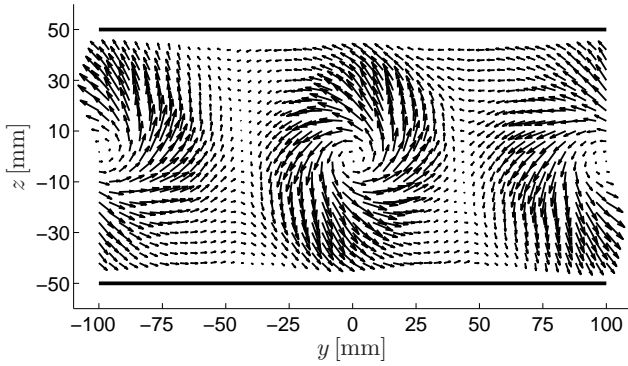
In der Darstellung des mittleren Geschwindigkeitsfeldes der Einblaseebene bei  $x = 0$  mm (Abbildung 6.3c) sieht man weiterhin, wie das Eindringverhalten der Sekundärluftjets stark von der Position der Sekundärluftlöcher abhängt. In der untersuchten Lochreihenkonfiguration sieht man, dass die äußeren Sekundärluftjets im Gegensatz zu den zentralen Sekundärluftjets von der Drallströmung nur peripher tangiert werden, so dass sowohl unterer als auch oberer Strahl nahezu senkrecht bis  $z \approx \pm 20$  mm eindringen. Abbildung 6.5 und 6.6 zeigen das entsprechende Strömungsfeld in Längsschnitten und die zugehörigen Konzentrationsfelder bzw. Ungemischtheitsverteilungen.

Für eine Position von  $y = -16.\overline{6}$  mm erkennt man, dass diese Schnittebene vollständig im Ausströmkegel der Drallströmung liegt, wodurch keine zentrale Rezirkulationszone mehr erkennbar ist. Dieser Bereich der Drallströmung weist entsprechend niedrige Konzentrationen von  $\overline{c} \approx 0.1$  auf, was wiederum in erhöhten Ungemischtheiten von  $U \approx 0.5$  resultiert. Ein interessanter Fakt, der sich in Abbildung 6.5a widerspiegelt, ist der nahezu fehlende Einfluss der Sekundärjets, obwohl die zeitlich gemittelte Trajektorie des oberen Sekundärluftstrahls nach Abbildung 6.3c diese Ebene bei einer  $z$ -Position von  $z \approx -16.\overline{6}$  mm schneiden müsste. Die Erklärung hierfür kann insbesondere im hochgradig instationären Charakter der Strömung gefunden werden. Durch die starke Fluktuation der Jets (Abschnitt 6.1.2) werden große Bereiche gleichmäßig mit Sekundärluft versorgt, so dass keine klaren Konturen der Jets mehr erkennbar sind.

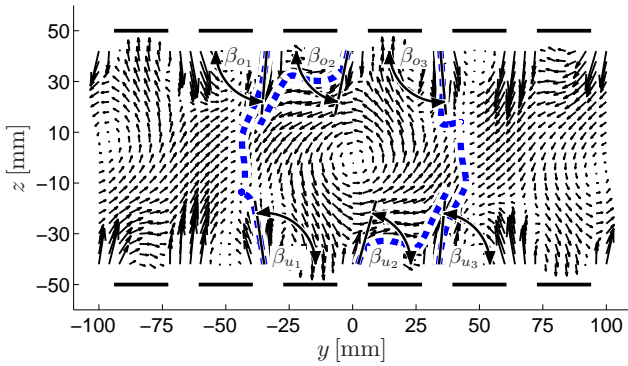
Die Schnittebene mit  $y = -33.\overline{3}$  mm verdeutlicht, wie der Einfluss der Drallströmung in der Primärzone mit  $x < 0$  mm weiter abgenommen hat, wodurch die vorher beschriebenen Bereiche mit  $\overline{c} < \overline{c}_g$  fast vollständig fehlen. Somit dringen sowohl der obere als auch der untere Jet nahezu senkrecht und entsprechend weiter in das Zentrum der Mischkammer vor als in der Mittelebene mit  $y = 0$  mm, bis sie schließlich doch von den Randbereichen der Drallströmung nach unten wie auch stromab abgelenkt werden. Als Folge dieses Eindringverhaltens kommt es im Bereich dieser Jets entsprechend zu größeren Regionen erhöhter Konzentration sowie erhöhter Ungemischtheit.



(a)  $x = -40$  mm



(b)  $x = -20$  mm



(c)  $x = 0$  mm

Abb. 6.3: Geschwindigkeiten,  $x$ -Variation,  $J = 100$  (a)

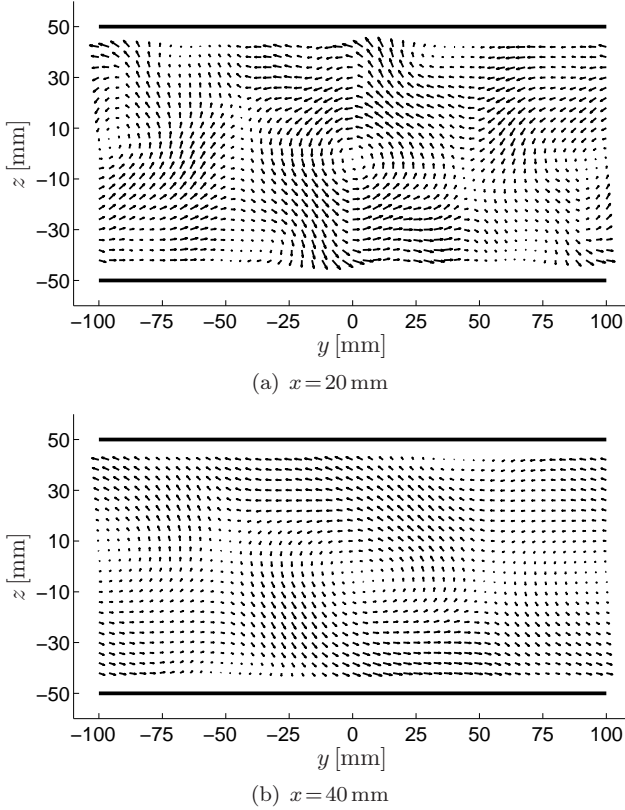
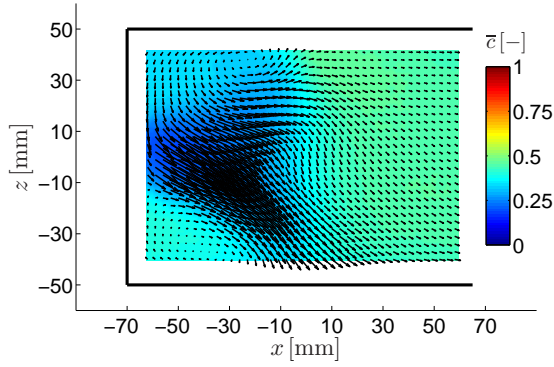
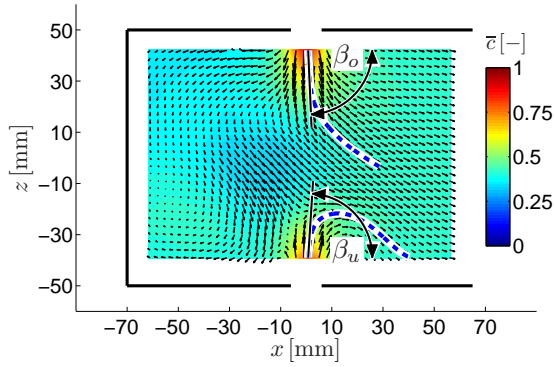


Abb. 6.4: Geschwindigkeiten,  $x$ -Variation,  $J = 100$  (b)

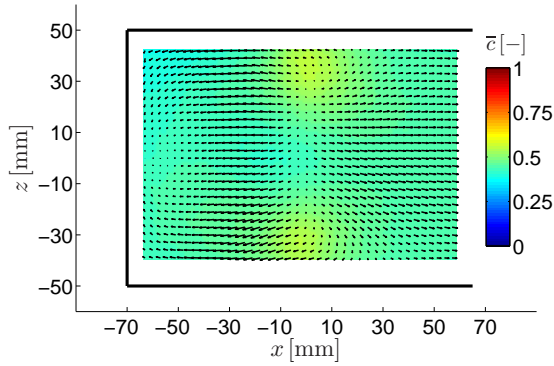
Da die Position mit  $y = -50 \text{ mm}$  sowohl exakt zwischen zwei Dralldüsen als auch zwischen zwei Sekundärluftbohrungen liegt, fehlen in dieser Messebene die direkten Folgen der entsprechenden Strömungselemente, was sich auch in relativ geringen Geschwindigkeiten in der gesamten Ebene äußert. Lediglich die Bereiche in unmittelbarer Nachbarschaft zu den Sekundärluftjets weisen mit  $\bar{c} \approx 0.55$  leicht erhöhte Konzentrationswerte auf; allein durch die Geschwindigkeitsvektoren sieht man, dass hier Quellen vorliegen, so dass die Strömung senkrecht zur Darstellung in diese Ebene fließen muss. Anhand des Geschwindigkeitsfelds der Einblaseebene (Abbildung 6.3c) ist zwar bereits diskutiert worden, dass die dargestellten zeitlich gemittelten Stromlinien zwar nahezu senkrecht bis



(a)  $y = -16.6 \text{ mm}$

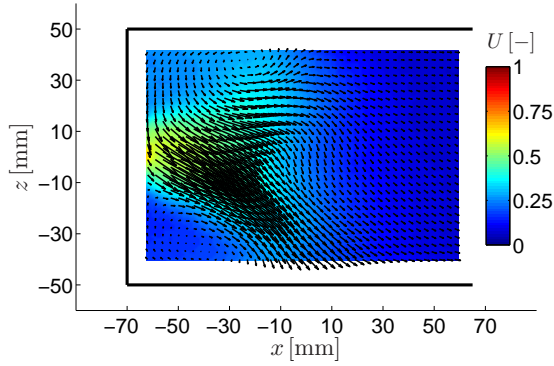


(b)  $y = -33.3 \text{ mm}$

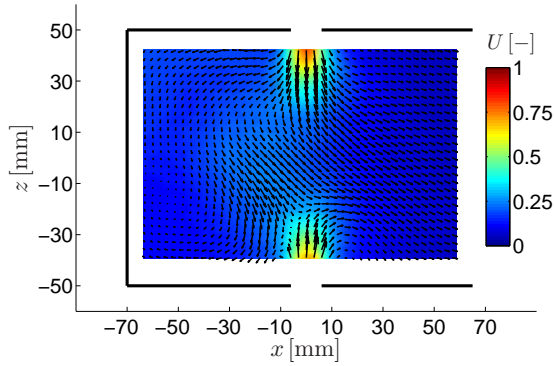


(c)  $y = -50.0 \text{ mm}$

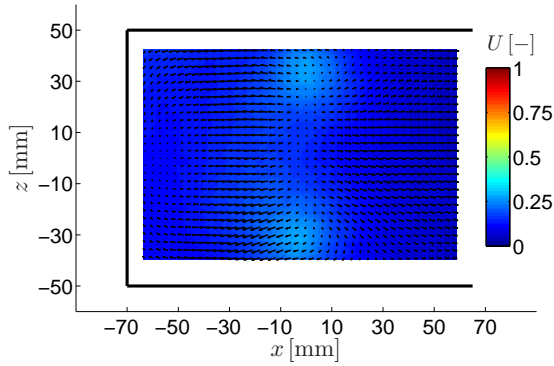
Abb. 6.5: Konzentration,  $y$ -Variation,  $J = 100$



(a)  $y = -16.6 \text{ mm}$



(b)  $y = -33.3 \text{ mm}$



(c)  $y = -50.0 \text{ mm}$

Abb. 6.6: Ungemischtheit,  $y$ -Variation,  $J = 100$

in die Mitte der Mischkammer verlaufen, allerdings neigen die Randbereiche der Jets deutlich dazu, in diesen Zwischenbereich zwischen den Drallströmungen zu fließen. Somit gelangt von den benachbarten Jets genügend Sekundärluft in die Zwischenebene mit  $y = -50$  mm, welche durch eine Rezirkulation über die komplette Höhe stromauf der Einblassung ( $x < 0$  mm) gleichmäßig auf die gesamte Ebene verteilt wird und so zu sehr geringen Werten der Ungemischtheit führt.

Abbildung 6.7 zeigt die über die  $z$ -Koordinate quadratisch gemittelte Ungemischtheit (Gleichung (4.38b)) dieser Ebenen mit  $y = \text{konst.}$

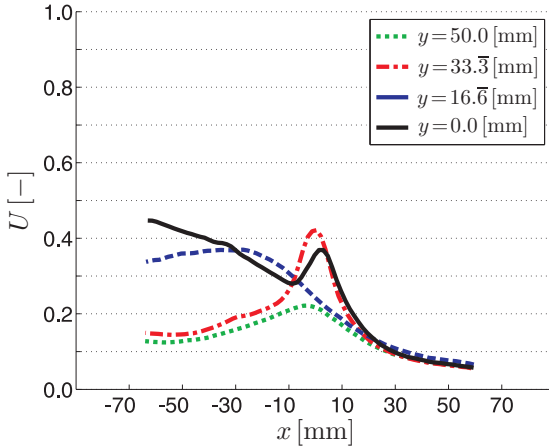


Abb. 6.7:  $z$ -gemittelte Ungemischtheit,  $y$ -Variation,  $J = 100$

Hier lassen sich ebenfalls die eben beschriebenen Effekte ablesen. Für  $x < -20$  mm nimmt die Ungemischtheit mit zunehmender  $y$ -Entfernung vom zentralen Drallerzeuger bei  $y = 0$  mm ab. Im Bereich mit  $-20 \text{ mm} < x < 20 \text{ mm}$  dominieren die Sekundärluftjets das Mischungsverhalten. Hierbei weist die Ungemischtheit für  $y = -33.3$  mm leicht höhere Werte auf als für  $y = 0$  mm. Wie oben beschrieben, ist diese Tatsache in erster Linie auf das unterschiedliche Eindringverhalten zurückzuführen, indem die Jets für  $y = 0$  mm direkt seitlich abgelenkt werden, wohingegen sie für  $y = 33.3$  mm weiter in die Mischkammer vordringen. Dagegen geht der Einfluss der Jets für die zwischen zwei Sekundärluftbohrungen gelegene Ebene mit  $y = 16.6$  mm unter. Für  $y = 50$  mm ist ebenfalls nur ein sehr geringer Einfluss der benachbarten Sekundärluftstrahlen zu erkennen, welcher sich in einer leichten Erhöhung der Ungemischtheit

äußert. Stromab nähern sich alle Kurven schnell einander an und fallen ab  $x \approx 20$  mm zusammen. Dieses schnelle Angleichen der Ungemischtheit kann damit erklärt werden, dass selbst für Ebenen mit  $x > 0$  mm die Wirbelstruktur der Drallströmung erkennbar ist (Abbildung 6.4), welche für einen Austausch der Luft zwischen den Ebenen mit  $y = \text{konst.}$  sorgt. Zusätzlich existiert für alle Ebenen mit  $x = \text{konst.}$  außer für  $x = 0$  mm eine kontinuierliche Querströmung in den Randbereichen ( $v < 0$  m/s für  $z > 30$  mm bzw.  $v < 0$  m/s für  $z < -30$  mm), welche zusätzlich für einen Luftaustausch zwischen den benachbarten Drallströmungen sorgt. Nach [42] verstärkt sich dieser Effekt indem die einzelnen Wirbelstrukturen der Drallströmungen weiter stromab zerfallen und sich in einem einzigen großen Wirbelring vereinen.

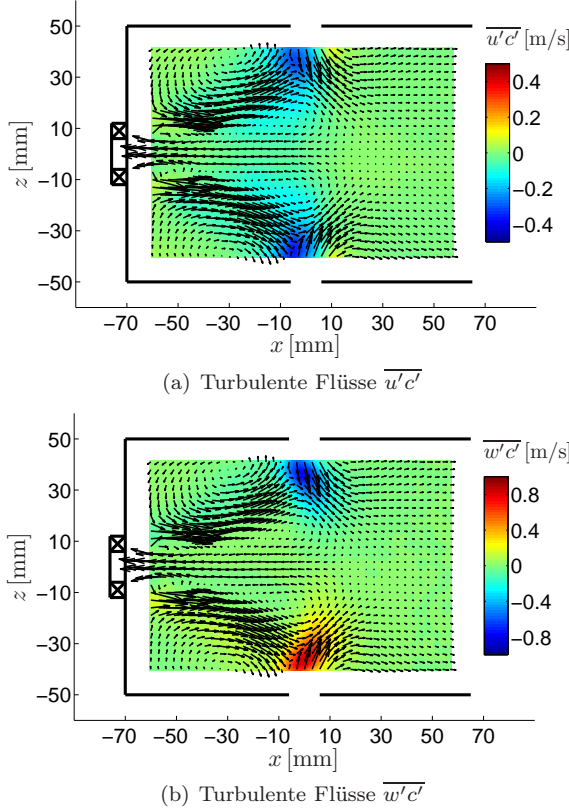
### 6.1.2 Instationäre Betrachtung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits gezeigt, dass viele beobachtete Phänomene nicht anhand des mittleren Strömungsbildes erklärt werden können. Die turbulenten Flüsse  $\overline{u'c'}$  und  $\overline{w'c'}$ , welche in Abbildung 6.8 dargestellt sind, untermauern die Vermutung, dass das Mischungsverhalten neben dem mittleren Strömungsfeld stark vom instationären Verhalten abhängt.

Allerdings lässt sich anhand der in Abbildung 6.8 dargestellten turbulenten Flüsse keine Aussage über die Skalen dieser Schwankungen treffen. Eine Technik, mit der großskalige instationäre Strukturen sichtbar gemacht werden können, stellt die in Abschnitt 4.5.3 beschriebene POD dar. Da bei der POD unkorrelierte Strukturen in verschiedenen Moden auftreten und automatisch nach ihrer Leistung geordnet werden, lässt sich die Strömung so anhand weniger dominanter Moden charakterisieren. Abbildung 6.9 zeigt die Leistungsverteilung dieser Moden.

Die drei dominantesten Moden  $\phi_i^{(m)}$  und deren leistungsgewichteter Einfluss auf das mittlere Strömungsbild nach Gleichung (4.69) sind in Abbildung 6.10 bis 6.12 dargestellt. Für die bessere Visualisierung der Moden selbst wurden Differenzgeschwindigkeitsvektoren und die hinterlegte Konzentrationsdifferenz unabhängig voneinander neu skaliert.

Wie man anhand von Abbildung 6.10a erkennen kann, besteht der nahezu symmetrische Mode #1 aus zwei gegenläufig drehenden großen Wirbeln im Bereich der Drallströmung. Gleichzeitig wird dadurch die Sekundärluftkonzentration in den Eckwirbeln und im Zentrum der Mischkammer beeinflusst. In Abbildung 6.10b und 6.10c wird deutlich, dass es durch die Wirbelstrukturen dieses Modes zu einem Öffnen bzw. Schlie-


 Abb. 6.8: Turbulente Flüsse  $\overline{u'c'}$  &  $\overline{w'c'}$ ,  $y=0$  mm,  $J=100$ 

ßen des Ausströmkegels der Drallströmung kommt, was sich durch die Änderung des Öffnungswinkels  $\alpha$  erfassen lässt. Direkt damit verbunden ist eine Lageänderung des Punktes, an dem die Drallströmung auf die Sekundärluftstrahlen trifft, so dass das Eindringverhalten dieser Strahlen direkt von dieser Öffnungswinkeländerung beeinflusst wird. Zwar bleiben die Eindringwinkel  $\beta_o$  und  $\beta_u$  nahezu unbeeinflusst, allerdings werden beide Sekundärluftjets im Falle des positiven Einflusses unmittelbar nach dem Eindringen in Stromabrichtung abgelenkt. Dagegen dringen die Sekundärluftjets bei negativem Einfluss sehr weit in die Mischkammer ein, was sich in einer viel kleineren Eindringdifferenz  $\Delta d_E$  äußert. Dadurch gelangt mehr Sekundärluft in das Mischkammerzentrum und



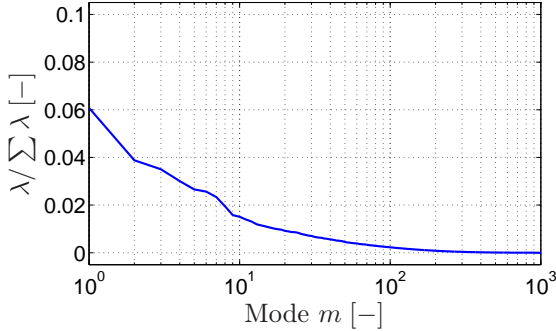
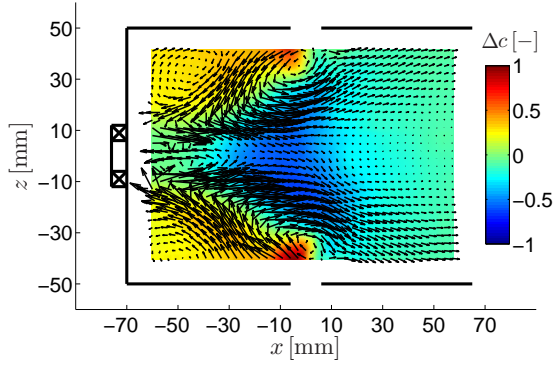


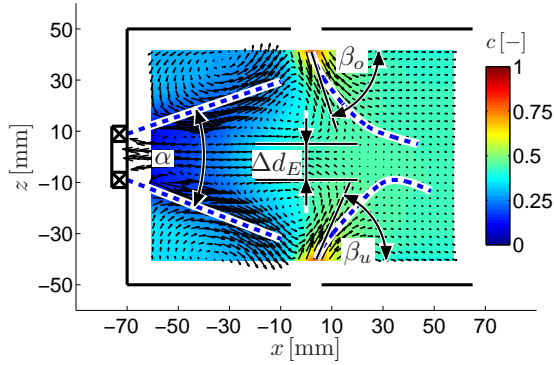
Abb. 6.9: Leistungsverteilung der POD

somit in die Rezirkulationszone, da mit größerem Öffnungswinkel  $\alpha$  eine Erhöhung des positiven Druckgradienten einhergeht. Hierbei ist zu erwähnen, dass es sich bei den dargestellten Einflüssen lediglich um die mittleren Einflüsse handelt, so dass die zentrale Stromlinie beim Auftreten von größeren Amplituden  $a^{(m)}(t)$  mit  $a^{(m)}(t) > \tilde{a}^{(m)} = \sqrt{\lambda^{(m)}}$  sogar direkt in die Rezirkulationszone mündet. Ein weiterer entscheidender Effekt dieser Fluktuation betrifft die Eckwirbel. Im Falle des negativen Einflusses in Abbildung 6.10b trifft die Drallströmung noch vor den Sekundärluftbohrungen auf die Wand, so dass innerhalb der Eckwirbel lediglich die Luft der Drallströmung sowie senkrecht zur dargestellten Ebene einströmende Luft rezirkuliert. Dagegen sieht man im Falle des positiven Einflusses in Abbildung 6.10c, dass hier die Randbereiche der Jets von der Drallströmung mitgerissen werden und so größere Mengen von Sekundärluft in die Eckwirbel einströmen, so dass es hier zu einer Konzentrationserhöhung kommt.

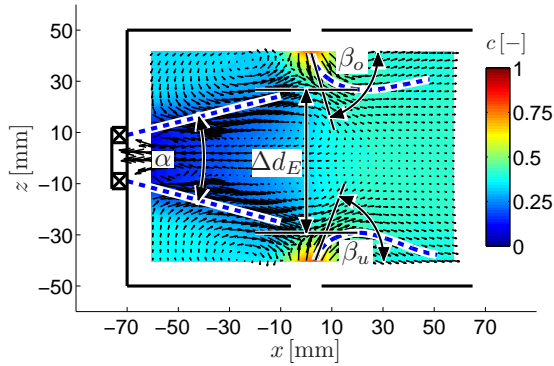
Mode #2 weist dagegen ein asymmetrisches Verhalten auf, was sich durch ein gleichsinnig drehendes Wirbelpaar äußert (Abbildung 6.11a). Entsprechend kommt es im Bereich des einen Sekundärluftjets zu einer Erhöhung der Konzentration, während sich die Konzentration im Bereich des anderen Jets reduziert. Wie man in Abbildung 6.11b und 6.11c sieht, liegt der Grund wieder im veränderten Eindringverhalten der Jets, die mehr oder weniger tief in die Mischkammer eindringen. Dabei kommt es allerdings trotz einer starken Variation der Eindringwinkel  $\beta_o$  und  $\beta_u$  nicht zum Einströmen der Jets in die Rezirkulationszone, da der zugehörige Öffnungswinkel  $\alpha$  der begrenzenden Drallströmung und somit deren treibender Druckgradient nahezu unbeeinflusst bleibt. Die Bereiche der



(a) Mode #1 (skaliert)

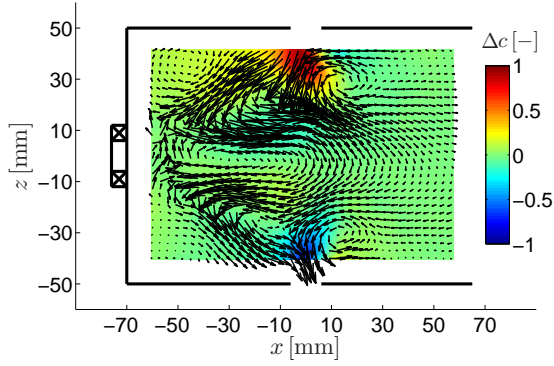


(b) Negativer Einfluss von Mode #1

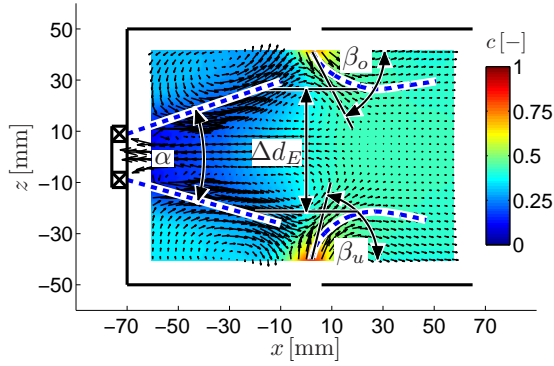


(c) Positiver Einfluss von Mode #1

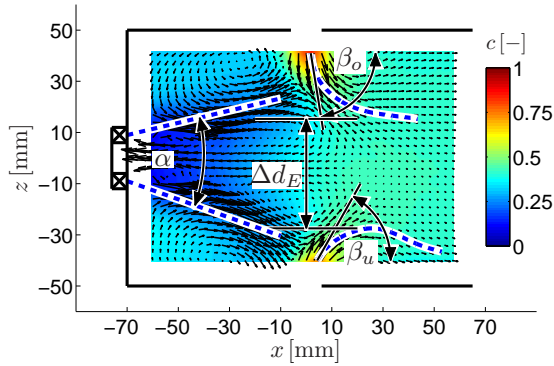
Abb. 6.10: POD, Mode #1,  $y=0$  mm,  $J=100$



(a) Mode #2 (skaliert)

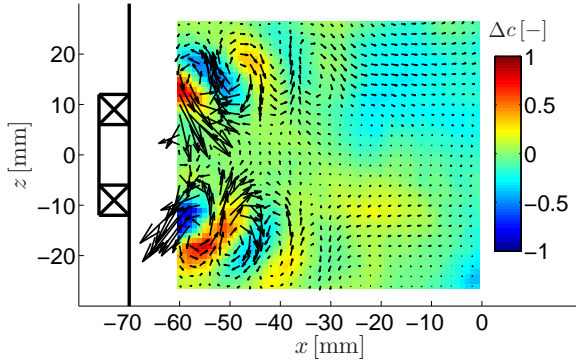


(b) Negativer Einfluss von Mode #2

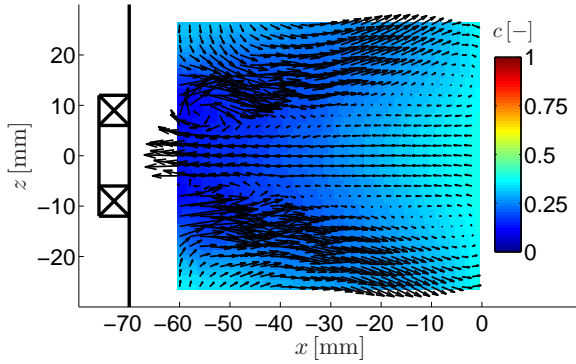


(c) Positiver Einfluss von Mode #2

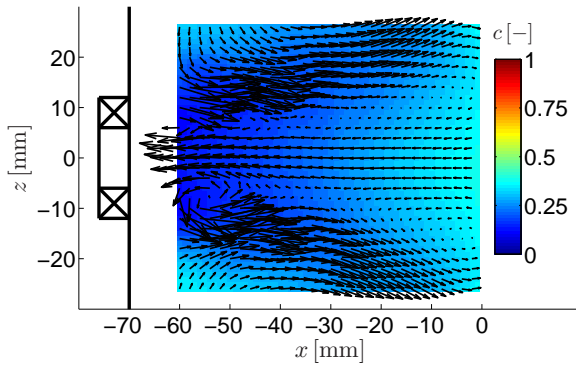
Abb. 6.11: POD, Mode #2,  $y=0$  mm,  $J=100$



(a) Mode #3 (skaliert)



(b) Negativer Einfluss von Mode #3



(c) Positiver Einfluss von Mode #3

Abb. 6.12: POD, Mode #3,  $y = 0$  mm,  $J = 100$

Eckwirbel zeigen wie schon bei Mode #1 eine leichte Erhöhung bzw. Reduzierung der Konzentration. Dieser Einfluss auf die Eckwirbel ist allerdings schwächer ausgeprägt als bei Mode #1, da der Luftaustausch zwischen beiden Eckwirbeln durch die Drallströmung (Abbildung 6.3a) eine umlaufende Vermischung bewirkt, so dass sich die Konzentrationen von oberem und unterem Eckwirbel einander angleichen.

Da Mode #3 lediglich einen lokalen Einfluss auf die Drallströmung aufweist, ist in Abbildung 6.12 nur ein Ausschnitt des Nahbereichs der zentralen Drallströmung dargestellt. Hierbei sind deutlich Wirbelstrukturen zu erkennen, die auf dem Strömungskegel der Drallströmung verlaufen und zwischen beiden Ästen einen räumlichen Phasenversatz von  $180^\circ$  aufweisen. Zusammen mit Mode #4, welcher nahezu identisch zu Mode #3 ist, indem er im Vergleich zu Mode #3 lediglich einen räumlichen Phasenversatz von  $90^\circ$  aufweist<sup>3</sup>, repräsentiert dieser Mode das Fortschreiten der Wirbelhelix des *Precessing Vortex Core* (PVC). Durch die Superposition mit dem mittleren Strömungsbild in Abbildung 6.12b und 6.12c sieht man, dass diese Wirbelstruktur zu einer wellenartigen Deformation der Drallströmung führt. Zusätzlich führen diese Wirbel, wie in Abbildung 6.12a dargestellt, zu einer fleckenförmigen lokalen Erhöhung bzw. Reduzierung der Konzentration. Diese Flecken ließen sich auf der einen Seite durch den Transport von Luft aus den Eckwirbeln, welche mit Sekundärluft angereichert sind, in die Drallströmung mit verhältnismäßig niedriger Konzentration erklären. Auf der anderen Seite wurde das Fortschreiten solcher Flecken niedriger Konzentration bereits in [50] in homogen geseedeten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen festgestellt, so dass diese auch auf das begrenzte Folgevermögen der Partikel hinsichtlich der hohen Zentrifugalkräfte im Inneren der Dralldüse sowie an der scharfkantigen Strömungsumlenkung unmittelbar am Düsenaustritt zurückzuführen sind. Abbildung 6.12b und 6.12c zeigen jedoch, dass diese Konzentrationsveränderung nur einen geringen Einfluss auf den Mischungszustand haben, auch wenn es nahe liegt, dass gerade diese Wirbelstrukturen für die Mechanismen des eigentlichen turbulenten Mischungsvorgangs eine bedeutende Rolle spielen.

In Voruntersuchungen zu dieser Arbeit in [50] an der 3-Düsenmischkammer von [42], konnten anhand einer zeitaufgelösten Strömungsvisualisierung (*High-Speed Flow Visualisation*, HSFV) Strömungsstrukturen mit charakteristischen Frequenzen detektiert und teilweise mit den eben beschriebenen Moden in Verbindung gebracht werden. Insbesondere konnte

---

<sup>3</sup>Aufgrund dieser Ähnlichkeit zu Mode #3 wird in dieser Arbeit auf die Darstellung von Mode #4 verzichtet und hier lediglich auf [51] und [52] verwiesen.

im Rahmen dieser Voruntersuchungen für den oben dargestellten Mode #1 eine niederfrequente Öffnungswinkelschwingung festgestellt werden, die gemäß der hier aufgezeigten Zusammenhänge das Eindringverhalten der Jets entscheidend beeinflusst. Der fortschreitenden Wirbelhelix der Moden #3 und #4 wurde außerdem hochfrequentes Pfeifen zugeordnet. In einer Folgearbeit von [16], die ebenfalls auf die Frequenzanalyse kohärenter Strömungsstrukturen fokussiert war, wurden diese Daten von [50] mit Laser-Doppler-Messungen von [17] verglichen, wobei diese ausgezeichneten Frequenzen bestätigt werden konnten. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf die Durchführung von zeitaufgelösten Strömungsvisualisierungen verzichtet und lediglich Laser-Doppler-Messungen durchgeführt, um die Übertragbarkeit der Phänomene der 3-Düsenmischkammer von [42] auf die hier untersuchte 5-Düsenmischkammer zu überprüfen und gleichzeitig Turbulenzspektren als quantitative Vergleichsdaten für numerische Simulationen zu liefern. Abbildung 6.13 zeigt Ergebnisse der normierten Leistungsdichtespektren (PSD), die mittels der Slotting-Technik (Abschnitt 4.2.1) aus den LDV-Daten bei einem Massenstrom von  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  gewonnen wurden. Hierbei wurden exemplarisch drei typische Frequenzspektren aus einer Messreihe mit  $x = -55 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$  und  $0 \text{ mm} \leq y \leq 50 \text{ mm}$  bei einer Schrittweite von  $\Delta y = 5 \text{ mm}$  für die Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $w$  dargestellt<sup>4</sup>. Um zu verdeutlichen, dass die daraus abgeleiteten charakteristischen Frequenzen unabhängig vom Impulsverhältnis  $J$  sind, wurden neben dem Standardimpulsverhältnis von  $J = 100$  zusätzlich Messungen ohne Nebenstrom bei  $J = 0$  durchgeführt.

Wie die Abbildungen 6.13a und 6.13b zeigen, konnte für die Messposition auf der zentralen Drallerzeugerachse ( $y = 0 \text{ mm}$ ) eine ausgezeichnete Frequenz von  $f \approx 65 \text{ Hz}$  ermittelt werden, wobei diese Frequenz allerdings ausschließlich an dieser Messposition<sup>5</sup> und lediglich für die Leistungsdichtespektren der  $w$ -Geschwindigkeit ohne Sekundärluft ( $J = 0$ ) detektiert werden konnte. Da in den bisherigen Messungen an der 3-Düsenmischkammer weder von [17] noch von [50] eine entsprechende Frequenz detektiert wurde, kann keine Aussage über eine zugehörige räumliche Strömungsstruktur gemacht werden. Aufgrund des geringen räumlichen Einflusses im unmittelbaren Bereich um die Drallerzeugerachse sowie das Fehlen dieser Frequenz beim Betrieb mit Sekundärluft ( $J \neq 0$ ), spielt diese Frequenz für das Mischungsverhalten jedoch nur eine

<sup>4</sup>Eine Zusammenstellung aller Turbulenzspektren befindet sich im Anhang A.4

<sup>5</sup>Schon für  $y = 5 \text{ mm}$  war kein entsprechender Peak im Turbulenzspektrum mehr erkennbar (siehe Anhang A.4).

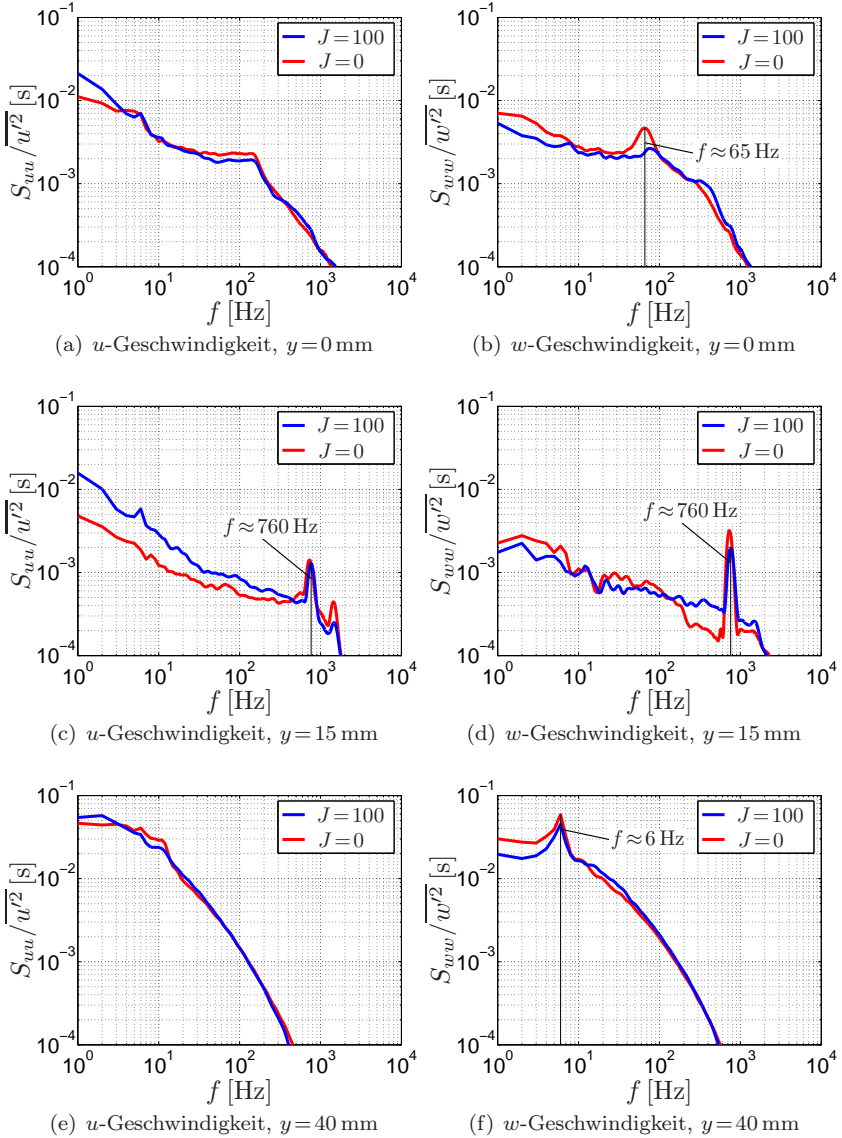


Abb. 6.13: Turbulenzspektren,  $\dot{m}=12$  g/s,  $x=-55$  mm,  $z=0$  mm

untergeordnete Rolle und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Abbildungen 6.13c und 6.13d zeigen in allen Kurven einen deutlichen Peak bei einer Frequenz von  $f \approx 760$  Hz, welcher nach [50] der Wirbelhelix des PVC zugeordnet werden kann. Diese Frequenz war überall im Bereich des Ausströmkegels der Drallströmung ( $10 \text{ mm} \leq y \leq 20 \text{ mm}$ ) messbar (siehe Anhang A.4), was mit dem in Abbildung 6.12 erkennbaren Einflussbereich des PVC an der  $x$ -Position von  $x = -55 \text{ mm}$  übereinstimmt. Dabei treten in einigen dieser Leistungsdichtespektren zusätzlich mehrere harmonische Oberfrequenzen auf, über welche bereits in [17] berichtet wurde. In [10], [8] und [9] wurden ähnliche zeitaufgelöste Messungen (HSFV, LDA bzw. PDA) zur Spraycharakterisierung durchgeführt, wobei ein starker Einfluss des PVC auf das Spray festgestellt wurde. In diesem Zusammenhang sind insbesondere die Arbeiten von Batarseh [8, 9] hervorzuheben, da diese Studien mit einer einzelnen, baugleichen, jedoch um den Faktor 2 verkleinerten Dralldüse und somit mit einer identischen Drallzahl von  $S \approx 1$  in einem Druckkammerprüfstand<sup>6</sup> durchgeführt wurden. In Abbildung 6.14 sind die charakteristischen PVC-Frequenzen aus den Ergebnissen der Laser-Dopplermessungen der vorliegenden Arbeit sowie die Ergebnisse von [50], [17] und [8] bei verschiedenen Betriebsparametern, welche in Tabelle 6.2 aufgelistet sind, gegenübergestellt. Dabei wurden nach [9] die gemessenen Frequenzen  $f_{\text{PVC}}$  über einer Referenzfrequenz  $f_{\text{ref}}$  aufgetragen, welche nach Gleichung (6.1) über die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt und die Drallzahl (Gleichung (2.1)) definiert ist und ein Maß für die Umlaufdauer  $T_{\text{ref}} \propto 1/f_{\text{ref}}$  der Drallströmung darstellt.

$$f_{\text{ref}} = \frac{\bar{u}_{\varphi, \text{ref}}}{\pi D_a} \quad \text{mit} \quad \bar{u}_{\varphi, \text{ref}} = S \langle u_{ax} \rangle = S \frac{4 \dot{V}_{\text{DD}}}{\pi D_a^2} \quad (6.1)$$

Durch den näherungsweise linearen Zusammenhang in Abbildung 6.14 erkennt man, dass die Frequenz des PVC, im vermessenen Betriebsbereich lediglich von der Baugröße der Düse und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\langle u_{ax} \rangle$  abhängt und so nach Gleichung (6.2) durch eine dimensionslose Kennzahl, die Strouhalzahl, ausgedrückt werden kann, die für die vorliegende Dralldüse einen Wert von  $\text{Sr}_{\text{PVC}} \approx 0.7$  annimmt.

$$\text{Sr}_{\text{PVC}} = \frac{f_{\text{PVC}} D_a}{\langle u_{ax} \rangle} = \frac{f_{\text{PVC}} \pi D_a^3}{4 \dot{V}_{\text{DD}}} \quad (6.2)$$

---

<sup>6</sup>Im Folgenden kurz als *Druckkammer* bezeichnet.



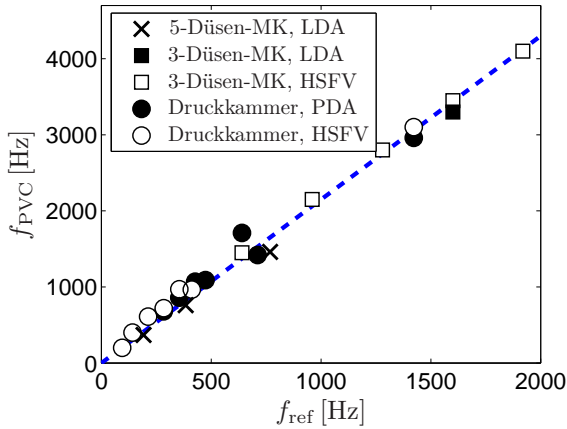


Abb. 6.14: Vergleich der PVC-Frequenz

Tabelle 6.2: Übersicht aller Frequenzmessungen

Prüfstand	Methode	$D_a$ [mm]	$p_{s,MK}$ [bar]	$\langle u_{ax} \rangle$ [m/s]
5-Düsen-MK	LDA	23.4	1	46.85
:	LDA	:	1	70.27
:	LDA	:	1	93.70
3-Düsen-MK	HSCV	23.4	1	14.05
:	HSCV	:	1	28.11
:	HSCV	:	1	56.22
:	HSCV/LDA	:	1	117.27
:	HSCV	:	1	140.55
Druckkammer	HSCV/PDA	11.7	1	52.05
:	PDA	:	2	26.03
:	PDA	:	3	17.35
:	HSCV/PDA	:	4	13.01
:	HSCV/PDA	:	5	10.41
:	PDA	:	5	15.62
:	PDA	:	5	23.42
:	HSCV	:	10	5.21
:	HSCV	:	10	7.81
:	HSCV	:	10	15.10
:	HSCV	:	15	3.47

Die letzte der hier diskutierten ausgezeichneten Frequenzen stellt die in Abbildung 6.13f zu erkennende Frequenz von  $f \approx 6$  Hz dar, welche wie bereits angesprochen auf eine Öffnungswinkelschwingung des Ausströmkonus der Drallströmung zurückzuführen ist. Das Fehlen eines entsprechenden Peaks im Leistungsdichtespektrum der  $u$ -Geschwindigkeit (Abbildung 6.13e) ist mit der unmittelbaren Wandnähe der Messpunkte zum Drallerzeugerflansch zu erklären. In der  $w$ -Geschwindigkeit ist diese Frequenz in einem weiten Bereich der Mischkammer messbar, wobei die deutlichsten Peaks in der Region zwischen zwei Drallströmungen auftreten. Mit der Erkenntnis aus [50], dass zwischen den Öffnungswinkelschwingungen benachbarter Drallströmungen eine definierte Phasenbeziehung von  $180^\circ$  vorliegt, sowie dem vollständigen Fehlen dieser Oszillation im Betrieb von nur einer isolierten Dralldüse [16, 8] liegt die Vermutung nahe, dass diese Schwingung aus der Interaktion der benachbarten Drallströmungen resultiert. Somit ist nicht weiter verwunderlich, dass die zugehörigen Frequenzpeaks in diesem Interaktionsbereich am deutlichsten ausgeprägt sind. Wie bereits am Beispiel der PVC-Frequenz  $f_{\text{PVC}}$  lässt sich auch die Frequenz der Öffnungswinkelschwingung  $f_\alpha$  bei den in Tabelle 6.2 eingetragenen Betriebspunkten der verschiedenen Prüfstände vergleichen. Dabei konnte jedoch für die Messungen an der einzelnen Dralldüse der Druckkammer keine solche Frequenz festgestellt werden, so dass an dieser Stelle die Vergleichsdaten bei einer verkleinerten Dralldüse fehlen. Ferner wurde für die Darstellung in Abbildung 6.15 die Frequenz  $f_\alpha$  unmittelbar über dem Massenstrom pro Dralldüse  $\dot{m}$  aufgetragen. Die Einführung einer Referenzfrequenz  $f_{\text{ref}}$  wie in Gleichung (6.1) wäre an dieser Stelle zwar ebenfalls möglich, da jedoch ein zweckmäßiges Längenmaß sowie die charakteristische Referenzgeschwindigkeit aufgrund einer fehlenden Variation der geometrischen Größen wie Düsendurchmesser  $D_a$  oder Teilung  $t$  noch nicht bestimmt werden konnte, wäre eine solche Darstellung eher irreführend.

Wie Abbildung 6.15 zeigt, konnte anhand der in dieser Arbeit gemessenen Frequenzen der Öffnungswinkelschwingung die Zusammenhänge von [50] bestätigt werden. Die Abweichungen von einer perfekten linearen Regression liegen vor allem in den recht breiten Peaks begründet, die aus den verhältnismäßig kurzen Kohärenzlängen (Abbildung 4.36) der Wellenzüge von wenigen Perioden resultieren. Außerdem wurden die zeitaufgelösten Strömungsvisualisierungen von [50] mit einer Sample-Rate 4000 Fps durchgeführt, was bei einer Begrenzung der Bilderanzahl auf 16000 in einer Messdauer von lediglich 4 s resultiert, so dass die Ge-

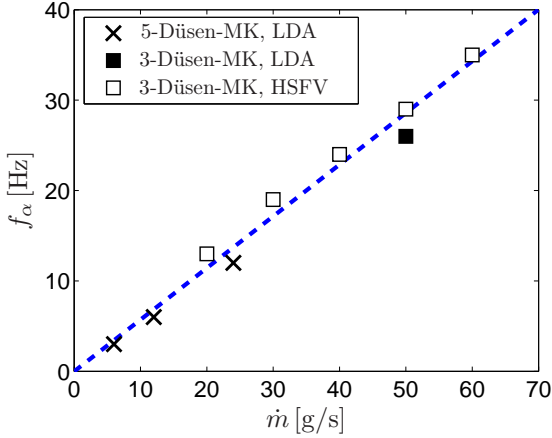


Abb. 6.15: Vergleich der Frequenz der Öffnungswinkel-schwingung

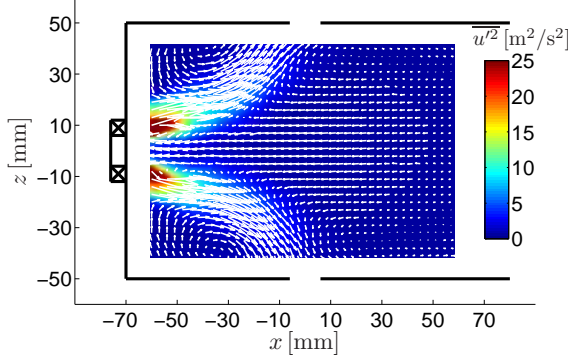
naugigkeit der entsprechenden Messungen hinsichtlich der statistischen Sicherheit ebenfalls nicht überschätzt werden sollte.

## 6.2 Massenstromvariation

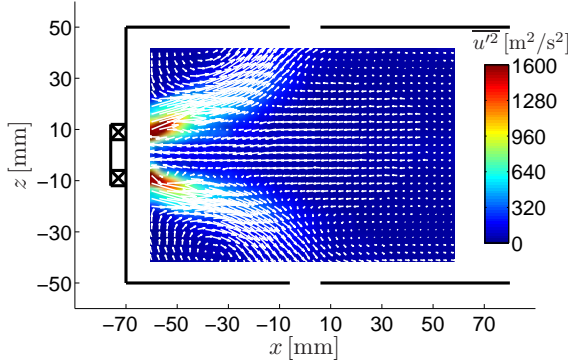
Die eben diskutierten charakteristischen Frequenzen der kohärenten Strömungsstrukturen haben bereits gezeigt, dass die Ergebnisse bei einer Variation des Hauptmassenstroms durch eine einfache lineare Skalierung der Frequenzen übertragen werden können. Im Folgenden liegt nun das Augenmerk auf dem Einfluss des Massenstroms auf Geschwindigkeiten und Reynoldsspannungen.

In den Abbildungen 6.16 bis 6.18 ist der Einfluss des Massenstroms anhand der beiden Grenzmassenströme  $\dot{m}_{\min} = 6 \text{ g/s}$  und  $\dot{m}_{\max} = 48 \text{ g/s}$  exemplarisch für die Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $w$  als Vektoren sowie der Reynoldsspannung  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$ ,  $\overline{u'w'}$  als hinterlegte Konturen dargestellt. Wie im nachfolgenden Abschnitt 6.3 gezeigt wird, reagiert die Mischkammerströmung sehr empfindlich auf eine Variation des Impulsverhältnisses. Um entsprechende Einflüsse eines ungenau eingestellten Impulsverhältnisses zu vermeiden, wurde für die Massenstromvariation das am leichtesten reproduzierbare Impulsverhältnis von  $J=0$  gewählt. Für eine einfache Vergleichsmöglichkeit wurde die Länge der Vektoren bzw. das Farbspektrum für den höheren Massenstrom von  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$  im

Vergleich zum niedrigeren Massenstrom von  $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$  mit einem entsprechenden Faktor skaliert. Für die Geschwindigkeiten  $u$  und  $w$  nimmt dieser Faktor den Wert 8 an; für die Reynoldsspannung  $\overline{u'u'}$ ,  $\overline{w'w'}$  und  $\overline{u'w'}$  entspricht dies einem Faktor von  $8 \times 8 = 16$ .



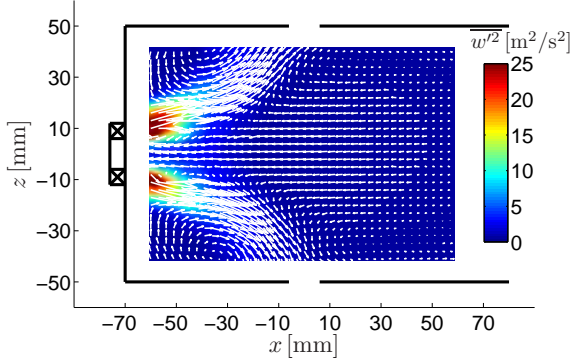
(a) Massenstrom  $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$



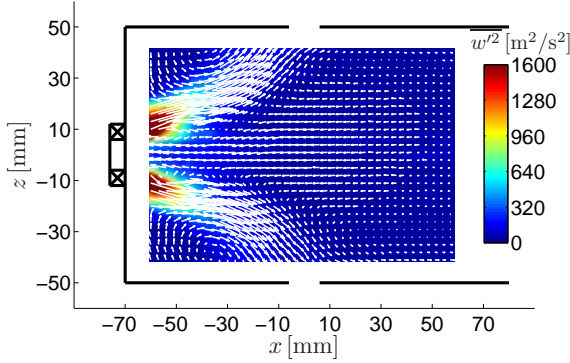
(b) Massenstrom  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$

Abb. 6.16: Reynoldsspannung  $\overline{u'^2}$ , Massenstromvariation,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $J = 0$

Wie man deutlich erkennen kann, stimmen die Werte für alle präsentierten Größen sowohl qualitativ als auch quantitativ überein. Geringe Restfehler können durch die extreme Lage der Grenzmassenströme erklärt werden, wie sie bereits bei der Einführung der Betriebsparameter in Abschnitt 3.4 beschrieben wurden. Für den hohen Massenstrom von  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$  ist die Bedingung einer inkompressiblen Strömung nicht mehr



(a) Massenstrom  $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$



(b) Massenstrom  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$

Abb. 6.17: Reynoldsspannung  $\overline{w'^2}$ , Massenstromvariation,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $J = 0$

gültig; für den niedrigen Massenstrom von  $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$  ist der Durchfluss nur ungenau zu erfassen, wodurch der Betriebsparameter verfälscht wird. Hinzu kommt insbesondere im Fall der Reynoldsspannungen, dass die gemessenen Abweichungen allein durch die in Abschnitt 4.6 erwähnten und im Anhang A.3 zusammengestellten statistischen Unsicherheiten erklärt werden können.

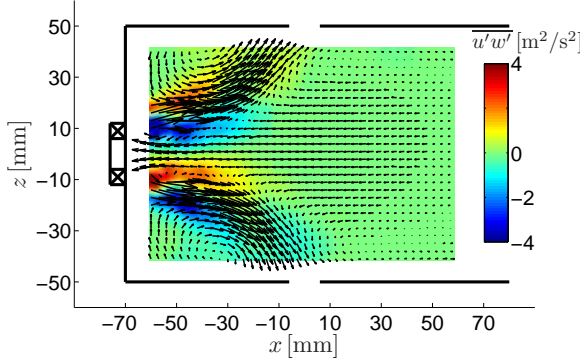
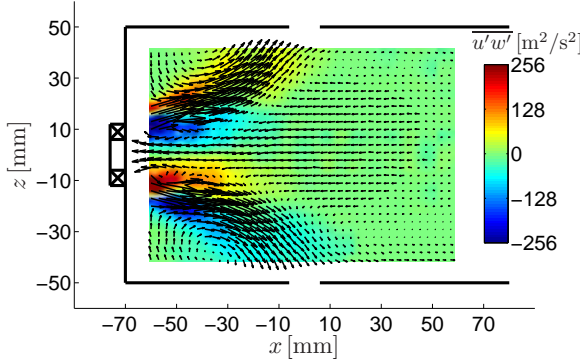
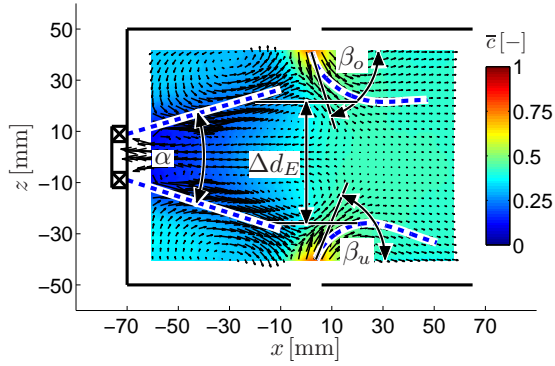

(a) Massenstrom  $\dot{m} = 6 \text{ g/s}$ 

(b) Massenstrom  $\dot{m} = 48 \text{ g/s}$ 

Abb. 6.18: Reynoldsspannung  $\overline{u'w'}$ , Massenstromvariation,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $J = 0$ 

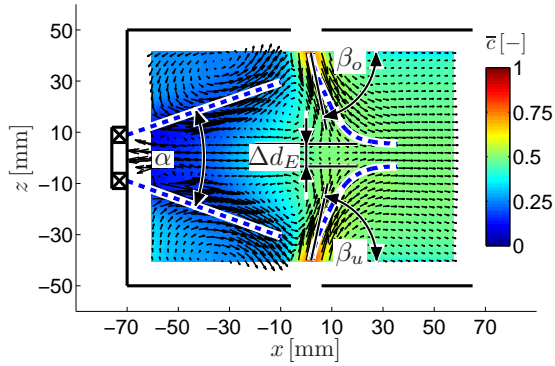
### 6.3 Variation des Impulsverhältnisses

Neben dem Hauptmassenstrom wurde als zweiter wichtiger Betriebsparameter das Impulsverhältnis  $J$  variiert. Abbildung 6.19 zeigt, wie durch den Anstieg des Impulses der Sekundärluft das Strömungs- und Konzentrationsbild beeinflusst wird, was in den Ungemischtheiten aus Abbildung 6.20 resultiert.

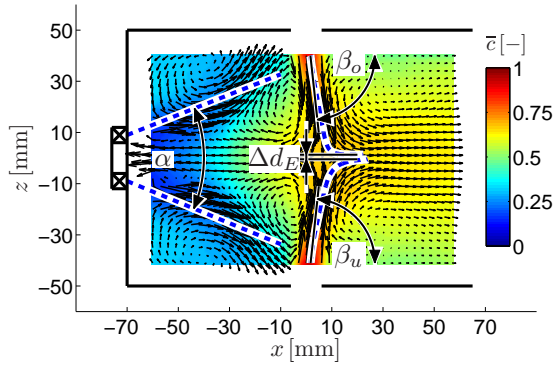
Man erkennt sofort, dass die Sekundärluftjets mit steigendem Impulsverhältnis tiefer in die Mischkammer eindringen. Somit erhöht sich nicht nur der globale Anteil der Sekundärluft, was sich durch ein Ansteigen



(a)  $J=100$

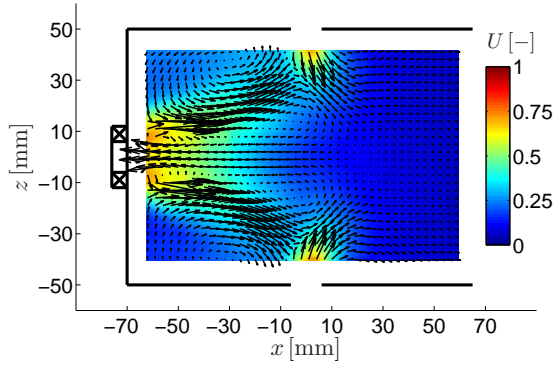


(b)  $J=200$

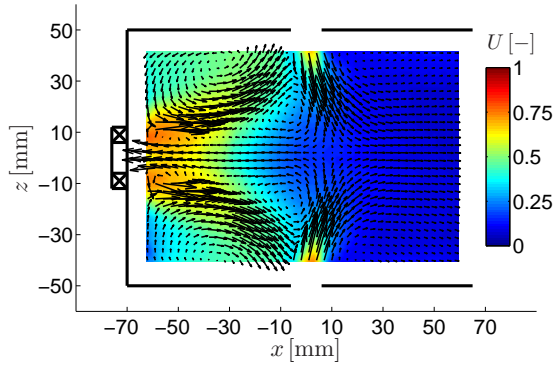


(c)  $J=400$

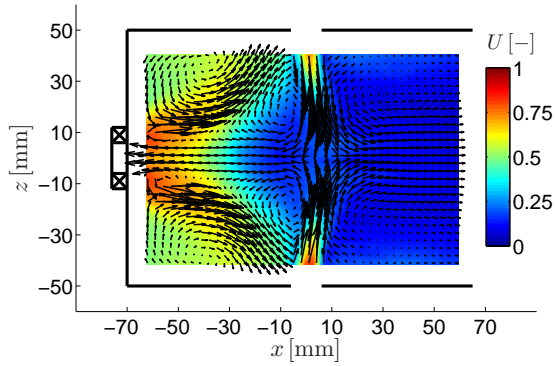
Abb. 6.19: Konzentrationen,  $y=0$  mm,  $J$ -Variation



(a)  $J=100$



(b)  $J=200$



(c)  $J=400$

Abb. 6.20: Ungemischtheit,  $y=0$  mm,  $J$ -Variation



der globalen Konzentration von  $\bar{c}_g \approx 0.42$  für  $J = 100$  über  $\bar{c}_g \approx 0.5$  für  $J = 200$  auf  $\bar{c}_g \approx 0.6$  für  $J = 400$  erfassen lässt, sondern vor allem der lokale Anteil der Sekundärluft in der Mischkammermitte erhöht sich überdurchschnittlich. Da sich die Rezirkulationszone durch die verstärkte Einblasung signifikant verkürzt, strömt der größte Anteil der Sekundärluft allerdings aus der Mischkammermitte direkt weiter stromab, so dass der Vermischungsprozess für  $x > 0$  mm bis zu einem näherungsweise ausgemischten Zustand entsprechend länger dauert. Dieser Einfluss des Impulsverhältnisses auf die Vermischung lässt sich in Abbildung 6.20 bzw. vor allem anhand der über die  $z$ -Koordinate gemittelten Ungemischtheit in Abbildung 6.21 ablesen.

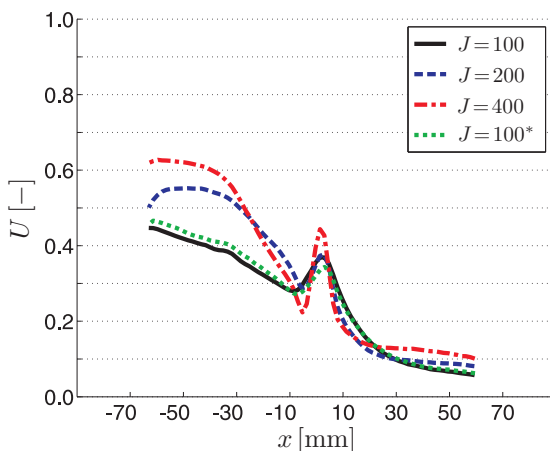


Abb. 6.21:  $z$ -gemittelte Ungemischtheit,  $y = 0$  mm,  $J$ -Variation

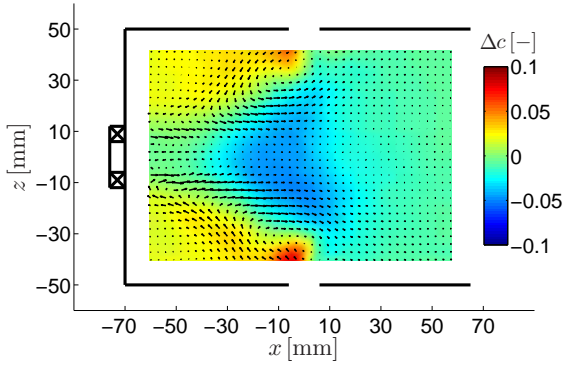
Ergänzend zu den drei ersten Graphen in Abbildung 6.21, welche aus Versuchsreihen bei einem Massenstrom von  $\dot{m} = 12$  g/s hervorgingen, wurde zusätzlich das Ergebnis einer Messreihe mit  $\dot{m} = 24$  g/s dargestellt und als  $J = 100^*$  bezeichnet, um zu verdeutlichen, dass auch für die Ungemischtheit bei konstantem Impulsverhältnis kein signifikanter Einfluss des Hauptmassenstroms vorliegt. Neben dem erhöhten Grad an Ungemischtheit für  $x$ -Positionen mit  $x > 10$  mm bei steigendem Impulsverhältnis sieht man, dass auch im Bereich der Jets  $-10 \text{ mm} < x < 10$  mm selbst das lokale Maximum der Ungemischtheit größer und gleichzeitig jedoch auch schmäler wird. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Jets mit zunehmendem Impulsverhältnis stabiler in die Mischkammer ein-

dringen. Betrachtet man den Bereich zwischen Drallerzeuger und Sekundärjets mit  $-70 \text{ mm} < x < -10 \text{ mm}$ , so sieht man, dass auch hier für ein erhöhtes Impulsverhältnis die Ungemischtheit ansteigt. Die Ursache hierfür liegt in erster Linie an der erhöhten globalen Konzentration  $\bar{c}_g$ , die in die Ungemischtheitsberechnung eingeht. So führen die gleichen niedrigen Konzentrationswerte im Ausströmkegel der Drallströmung bei steigendem Impulsverhältnis zu erhöhten Werten der Ungemischtheit. Zusätzlich sieht man anhand der Konturplots in Abbildung 6.19 und 6.20, dass die Regionen der Eckwirbel ebenfalls höhere Ungemischtheiten aufweisen, da in diese Eckwirbel trotz steigendem Impulsverhältnis nicht entscheidend mehr Sekundärluft gelangt. Dieser Mangel an Sekundärluft sorgt somit direkt in den Eckwirbeln für ein hohes Maß an Ungemischtheit sowie indirekt in der Drallströmung, die sich durch die Wirbelstruktur des PVC mit der Luft aus den Eckwirbeln vermischt. In Abschnitt 6.1.2, in dem die instationären Effekte der Grundströmung mit  $J = 100$  im Fokus standen, wurde die erhöhte Konzentration an Sekundärluft in den Eckwirbeln auf die Interaktion zwischen Drallströmung und den Sekundärjets zurückgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, dass mit anwachsendem Öffnungswinkel  $\alpha$  weniger Sekundärluft in die Eckwirbel gelangt, da die Drallströmung bereits vor der Position der Sekundärluftbohrungen ( $x < 0 \text{ mm}$ ) einen Wandstaupunkt bildet, so dass die Sekundärluftstrahlen von den Eckwirbeln abgeschottet werden. Wie man anhand der Vektorfelder in Abbildung 6.19 erkennt, zeigt die Erhöhung des Impulsverhältnisses einen ähnlichen Effekt, so dass ein erhöhtes Impulsverhältnis  $J$  mit einem vergrößerten Öffnungswinkel  $\alpha$  einhergeht. Auch die instationäre Öffnungswinkelschwingung selbst hat im Falle einer Erhöhung des Impulsverhältnisses  $J$  weniger Einfluss auf die Konzentration im Bereich der Eckwirbel, wie anhand des entsprechenden dominanten symmetrischen Modes<sup>7</sup> verdeutlicht wird. Diese Moden sind für den quantitativen Vergleich als leistungsgewichteten Moden  $\tilde{\phi}_i^{(m)}$  in Abbildung 6.22 dargestellt.

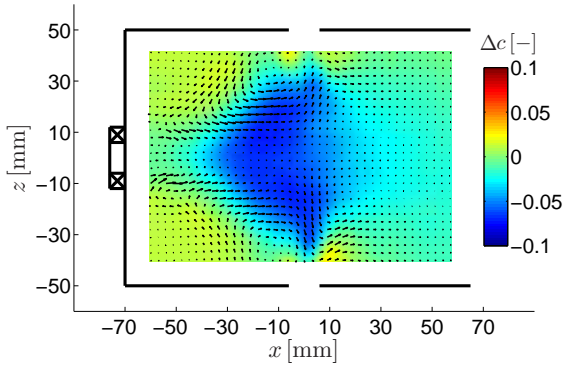
Während für ein Impulsverhältnis von  $J = 100$  der bereits diskutierte Einfluss auf die Konzentration in den Eckwirbeln deutlich zu erkennen ist, sieht man, dass dieser Einfluss mit steigendem Impulsverhältnis signifikant abnimmt. Insbesondere anhand des Impulsverhältnisses von  $J = 400$  lässt sich im Bereich der Eckwirbel keine Konzentrationsän-

---

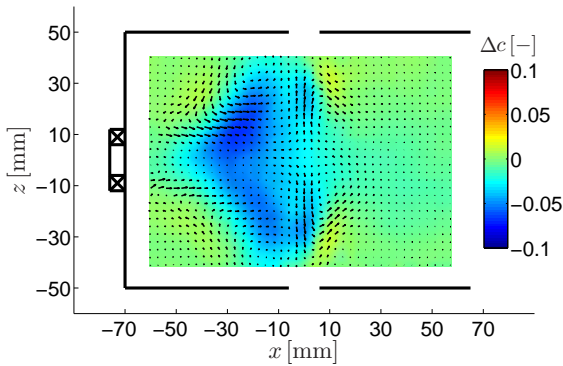
<sup>7</sup>Im Falle des Impulsverhältnisses von  $J = 400$  wird die Öffnungswinkelschwingung erst durch Mode #2 repräsentiert, da die asymmetrische Jetfluktuation aufgrund der hohen Jetgeschwindigkeiten mehr turbulente kinetischen Energie aufweist, und so in Mode #1 vorrückt.



(a) Mode #1 (leistungsgewichtet),  $J=100$



(b) Mode #1 (leistungsgewichtet),  $J=200$



(c) Mode #2 (leistungsgewichtet),  $J=400$

Abb. 6.22: Mode #1 bzw. #2,  $y=0$  mm,  $J$ -Variation

derung mehr erkennen ( $\Delta c \approx 0$ ), da die Sekundärluftstrahlen nun mit steigendem Einfluss dieses Modes in erster Linie in Stromabrichtung abgelenkt werden.

Zur Quantifizierung des Einflusses des Impulsverhältnisses auf die Interaktion von Drallströmung und Sekundärluftstrahlen wurde eine Impulsverhältnisvariation mit einer feineren Schrittweite bis zu  $\Delta J = 25$  im Bereich von  $0 \leq J < 400$  durchgeführt. Abbildung 6.23 zeigt wie sich der mittlere Eindringwinkel der Jets  $\beta = (\beta_o + \beta_u)/2$ , deren Eindringdifferenz  $\Delta d_E$  sowie der Öffnungswinkel  $\alpha$  der Drallströmung mit dem Impulsverhältnis  $J$  ändern.

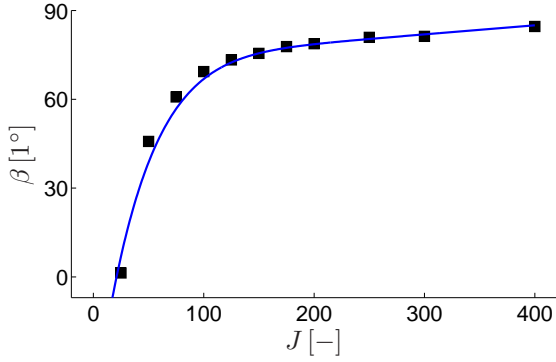
Hierbei weisen der Eindringwinkel  $\beta$  sowie die Eindringdifferenz  $\Delta d_E$  einen nahezu kontinuierlichen Trend auf<sup>8</sup>. Durch den zunehmenden Impuls der Sekundärluftstrahlen nimmt deren Empfindlichkeit gegenüber dem restlichen Strömungsfeld mit zunehmendem Impulsverhältnis ab, so dass diese weniger stark von der Drallströmung abgelenkt werden und somit geradliniger und tiefer in die Mischkammer vordringen. Dieser Trend resultiert für  $J = 400$  in einem nahezu senkrechten Eindringen der Sekundärluftstrahlen ( $\beta \approx 90^\circ$ ), die in der Mischkammermitte einen Staupunkt bilden und so nur noch eine vernachlässigbare Eindringdifferenz von  $\Delta d_E \approx 0$  mm aufweisen. Dagegen zeigt die Kurve des Öffnungswinkels  $\alpha$  der Drallströmung ein Minimum für  $J \approx 100$ . Dieses Verhalten deutet auf zwei unterschiedliche Effekte hin, die das Verhalten der Drallströmung beeinflussen. Für niedrige Impulsverhältnisse mit  $J \leq 100$  dringt die Sekundärluft nur in die Randbereiche der Mischkammer vor. Durch den zusätzlichen Impuls wird der Ausströmkegel gestaucht, so dass sich der Öffnungswinkel  $\alpha$  reduziert. Für höhere Impulsverhältnisse mit  $J \geq 100$  durchdringen die Sekundärluftstrahlen die Drallströmung, ohne dass es zu einer entscheidenden Erhöhung des Impulsaustauschs zwischen Sekundärluftstrahlen und Drallströmung kommt. Zusätzlich bewirkt der Staupunkt der Sekundärluftstrahlen eine Druckerhöhung im Zentrum der Mischkammer. Diese Druckerhöhung verstärkt die Krümmung der Stromlinien der Drallströmung, so dass sich deren Öffnungswinkel wieder vergrößert.

Dieselben Effekte lassen sich auch aus den Geschwindigkeitsfeldern der horizontalen Schnittebenen mit  $z = 0$  mm in Abbildung 6.24 ablesen, für deren Darstellung die Impulsverhältnisse der Extremalwerte aus Abbildung 6.23 gewählt wurden ( $J = 0$ ,  $J = 100$ ,  $J = 400$ ).

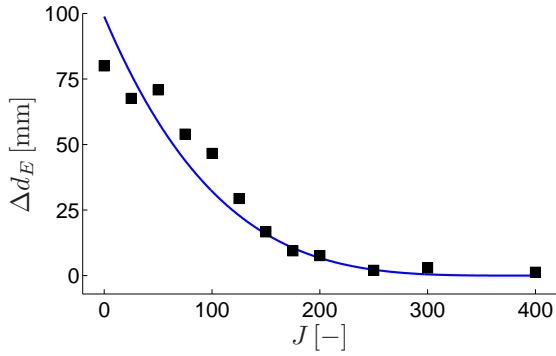
Anhand der eingezeichneten Regressionslinien der einzelnen Äste der ver-

---

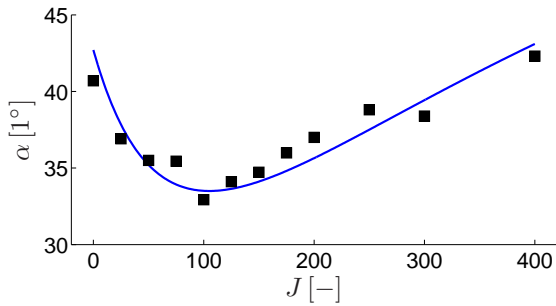
<sup>8</sup>Ausreißer sind vor allem durch die für diese Messreihen reduzierte Datensatzgröße von  $N = 200$  begründet.



(a) Jeteindringwinkel  $\beta$

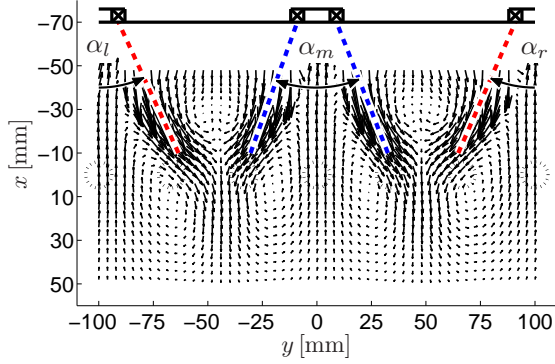


(b) Eindringdifferenz  $\Delta d_E$

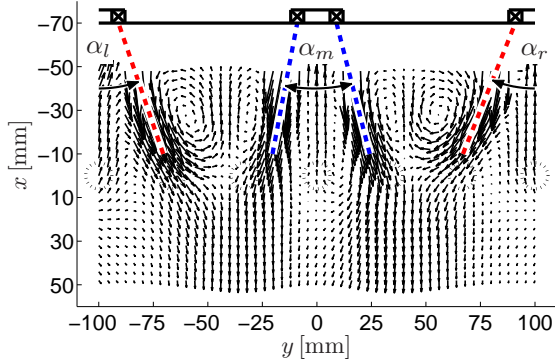


(c) Öffnungswinkel  $\alpha$

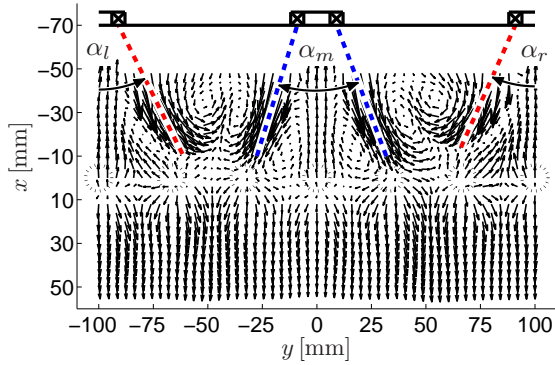
Abb. 6.23: Parameter der Strömungselemente,  $y = 0$  mm,  $J$ -Variation



(a)  $J=0$



(b)  $J=100$



(c)  $J=400$

Abb. 6.24: Geschwindigkeiten,  $z=0$  mm,  $J$ -Variation

schiedenen Drallströmungen, deren Winkel in Abbildung 6.25 über dem Impulsverhältnis aufgetragen wurden, erkennt man, dass für  $J = 100$  im Vergleich zu  $J = 0$ ,  $J = 200$  und  $J = 400$  wieder ein Minimum des Öffnungswinkels vorliegt.

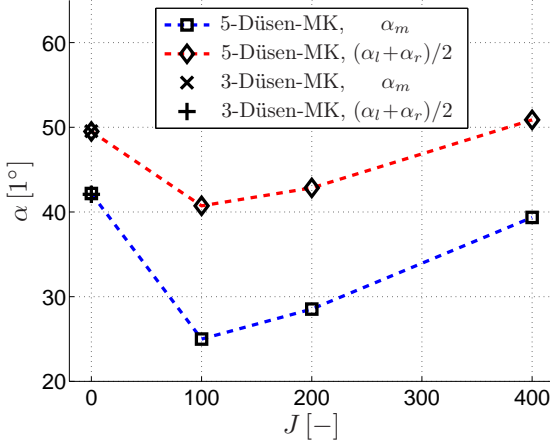


Abb. 6.25: Öffnungswinkel  $\alpha$ ,  $z=0$  mm,  $J$ -Variation

Für die 5-Düsenmischkammer wird außerdem deutlich, dass der gemittelte Winkel<sup>9</sup>  $(\alpha_l + \alpha_r)/2$  der beiden benachbarten Drallströmungen für jedes vermessene Impulsverhältnis größere Werte aufweist als der Winkel  $\alpha_m$  der zentralen Drallströmung. Für die Konfiguration ohne Einblasung ( $J=0$ ) ist der Unterschied zwischen der zentralen und den benachbarten Drallströmungen am geringsten, während er für ein Impulsverhältnis von  $J=100$  maximal wird. Der Rückgang der Winkeldifferenz für größere Impulsverhältnisse mit  $J > 100$  ist allerdings in erster Linie darauf zurückzuführen, dass die lineare Regression den Verlauf der stark gekrümmten Drallströmungsäste nur unzulänglich erfasst, so dass die wahren Öffnungswinkel für  $J > 100$  größere Werte annehmen, als in Abbildung 6.25 dargestellt. Wie man anhand der Vektorfelder in Abbildung 6.24 sieht, resultiert diese Aperiodizität des Strömungsfelds für das höchste Impulsverhältnis von  $J=400$  sogar darin, dass sich die benachbarten Drallströmungen hinter der zentralen Drallströmung eindrehen und so nahezu ungemischte Hauptstromluft in diesen Interaktionsbereich einspeisen.

<sup>9</sup>Da die beiden äußeren Drallströmungen nur zur Hälfte im Messbereich lagen, wurde vereinfacht Symmetrie zu  $y = \pm 100$  mm angenommen.

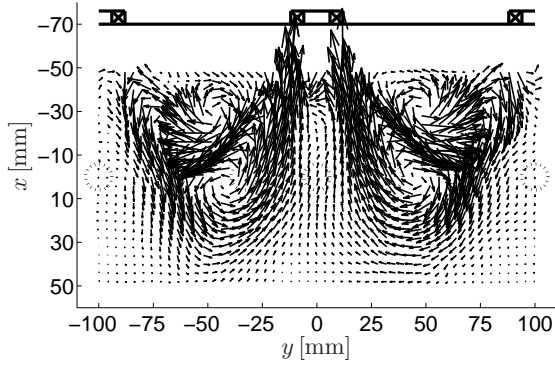
Als Erklärung für dieses aperiodische Verhalten lassen sich die seitlichen Wände bei  $y = \pm 250$  mm nennen, deren Einfluss durch die Interaktion zwischen den benachbarten Drallströmungen bis zur zentralen Drallströmung reicht. Diese Interaktion zwischen den benachbarten Drallströmungen ist anhand des entsprechenden POD-Modes (Mode #1) aus der POD-Analyse der PIV-Daten im Horizontalschnitt mit  $z = 0$  mm exemplarisch für  $J = 0$  in Abbildung 6.26 dargestellt.

Wie schon in [50] für das 3-Düsenmischkammermodell berichtet wurde, führt das Erweitern einer Drallströmung dazu, dass diese die benachbarten Drallströmungen seitlich trifft, wodurch ein schließender Impuls übertragen wird und so ein Anwachsen der benachbarten Öffnungswinkel verhindert wird. Unter ideal periodischen Bedingungen dürfte diese gegenseitige Beeinflussung theoretisch keine Vorzugsrichtung besitzen; im vorliegenden Modell sorgen jedoch die seitlichen Wände zu einer Beschränkung des Öffnungswinkels der äußersten Drallströmungen ( $\vec{u} \cdot \vec{n}|_{\text{Wand}} = 0$ ). Dieser Einfluss der Seitenwände setzt sich durch die eben beschriebene Interaktion der Drallströmungen bis zur zentralen Dralldüse fort. Während dieser Wandeinfluss für den Betrieb ohne Sekundärluft relativ schwach ausgeprägt ist, indem er sich kaum bis zur zentralen Drallströmung fortpflanzt (Abbildung 6.19a), verstärkt sich die Aperiodizität mit zunehmendem Impulsverhältnis (Abbildung 6.19c). Der Grund hierfür liegt in den Sekundärjets, welche die Unterschiede in den Öffnungswinkeln der Drallströmungen nach folgendem Schema verstärken:

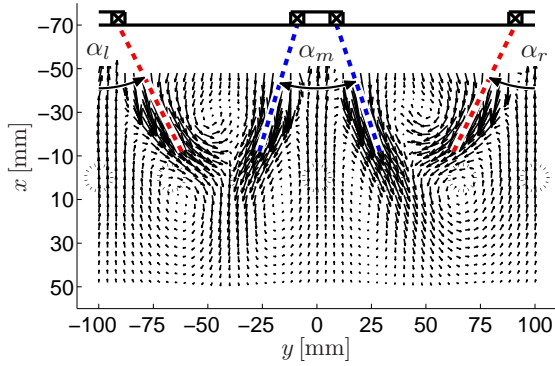
- Ein erweiterter Öffnungswinkel sorgt für ein steileres und tieferes Eindringen der Jets in die Mischkammermitte, so dass die dort hervorgerufene Druckerhöhung den erweiterten Öffnungswinkel stabilisiert.
- Im Falle eines reduzierten Öffnungswinkels lenkt die Drallströmung die Sekundärluftstrahlen direkt nach dem Eintritt in die Mischkammer ab, so dass diese weniger weit in die Mischkammer vordringen und die Druckerhöhung in der Mischkammermitte schwächer ausfällt.

Diese Theorie über die Entstehung der Aperiodizität aufgrund der seitlichen Wände wird durch die Daten der 3-Düsenmischkammer bestätigt, deren Öffnungswinkel, die aus den vorliegenden Vergleichsdaten von [50] mit  $J = 0$  bestimmt wurden, ebenfalls in Abbildung 6.25 dargestellt wurden. Im Vergleich zur 5-Düsenmischkammer erkennt man, dass sich

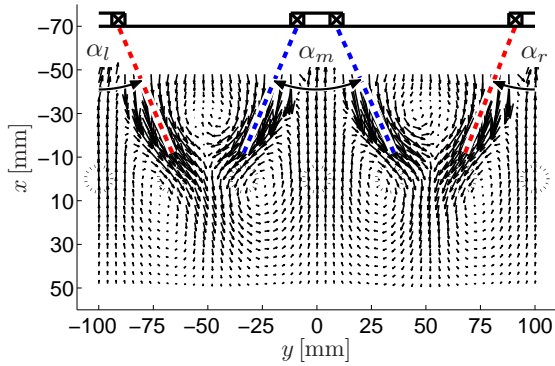




(a) Mode #1 (skaliert)



(b) Negativer Einfluss von Mode #1



(c) Positiver Einfluss von Mode #1

Abb. 6.26: POD-Analyse, Mode #1,  $z=0$  mm,  $J=0$

die Verhältnisse für die 3-Düsenmischkammer umkehren, und nun der zentrale Drallströmungswinkel  $\alpha_m$  größere Werte annimmt als der Mittelwert der beiden benachbarten Drallströmungen  $(\alpha_l + \alpha_r)/2$ , da diese äußeren Drallströmungen unmittelbar an den Seitenwänden liegen.

## 6.4 Variation der Bypassströmung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Einfluss des Impulsverhältnisses  $J$  diskutiert. Der Vergleich zahlreicher Messreihen konnte zeigen, dass ein entscheidender Einfluss des Gesamtimpulsflusses der Sekundärluftstrahlen auf das Strömungsverhalten besteht, der sich so auch auf die Konzentrationsverteilung der Sekundärluft auswirkt. Zusätzlich geht mit der Erhöhung des Impulsverhältnisses eine Steigerung des Sekundärluftmassenstroms  $\dot{m}_{SL}$  einher, wodurch sich nach Gleichung (4.21) die globale Referenzkonzentration  $\bar{c}_g$  ebenfalls ändert, so dass allein durch den erhöhten Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  die resultierenden Ungemischtheiten  $U$  beeinflusst werden.

### 6.4.1 Durchflussbeiwerte

Arbeiten von Dittrich [32, 31] und Kaddah [68], dessen Ergebnisse in [112] zusammengefasst wurden, konnten bereits zeigen, dass die Erhöhung der Nebenstromkanalgeschwindigkeit  $u_{NS}$  bei konstantem Totaldruck  $p_{t,NS}$  einen starken Einfluss auf den Durchflussbeiwert  $c_{D,SL}$  und somit auf den Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  hat (Gleichung (5.1)). Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Variation des Bypassparameters  $\Upsilon$  (Gleichung (3.14)) allein über diese Kopplung des veränderten einströmenden Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf das Strömungs- und Mischungsverhalten hat. Abbildung 6.27 zeigt die gemessenen Durchflussbeiwerte im Vergleich zu den Werten von Dittrich [31] für Lochreihen mit geringem Abstand. Die Durchflussbeiwerte wurden dabei nach Gleichung (5.1) ermittelt, wobei der Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  im Falle der Experimente nach Gleichung (4.21) aus der globalen Referenzkonzentration  $\bar{c}_g$  und dem gemessenen Hauptmassenstrom  $\dot{m}_{HS}$  bestimmt wurde.

Wie der Graph für die experimentellen Daten zeigt, sinkt der Durchsatz mit einer Reduzierung des Bypassparameters  $\Upsilon$ , was einer Erhöhung der Nebenstromgeschwindigkeit  $u_{NS}$  entspricht. Um den Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  konstant zu halten muss also der Totaldruck im Nebenstrom  $p_{t,NS}$  und damit das Impulsverhältnis  $J$  erhöht werden, wie

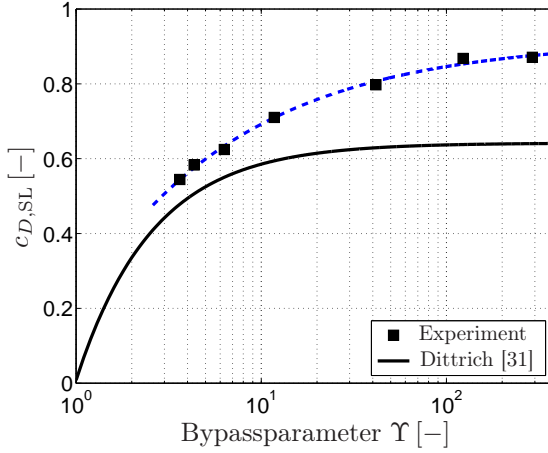


Abb. 6.27: Vergleich zwischen PIV und RANS im Nebenstrom,  $y=0$  mm,  $J=\infty$ , Klappe #0, identisch zu Abbildung 5.1

Gleichung (6.3) bzw. (6.4) zeigen, welche sich aus der Definition des Durchflusskoeffizienten  $c_{D,SL}$  (Gleichung (5.1)) sowie des Impulsverhältnisses  $J$  (Gleichung (3.9)) ergeben. Somit kann dem Impulsverhältnis von  $J=100$  bei Klappenstellung #0 das Impulsverhältnis von  $J \approx 260$  bei Klappenstellung #6 zugeordnet werden, bei dem sich der gleiche Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  und somit die gleiche mittlere globale Konzentration  $\bar{c}_g$  einstellt.

$$\dot{m}_{SL} = c_{D,SL} \dot{m}_{SL,th} = c_{D,SL} A_{SL} \varrho u_{SL} = c_{D,SL} A_{SL} \varrho u_{HS} \sqrt{J} \quad (6.3)$$

$$\dot{m}_{SL} = \text{konst.}, \quad u_{HS} = \text{konst.} \quad \implies \quad \frac{c_{D,SL_1}}{c_{D,SL_2}} = \sqrt{\frac{J_2}{J_1}} \quad (6.4)$$

Neben dem Bypassparameter  $\Upsilon$  selbst hat auch die Einlaufgeometrie einen entscheidenden Einfluss auf den Durchfluss. Als wesentlicher Teil der Ergebnisse wird hierzu an dieser Stelle erneut der Einfluss der Wandstärke  $w$  und der Einlaufkanten geometrie aufgegriffen, wie er schon im Kapitel 5 angesprochen wurde (Abbildung 6.28 und 6.29).

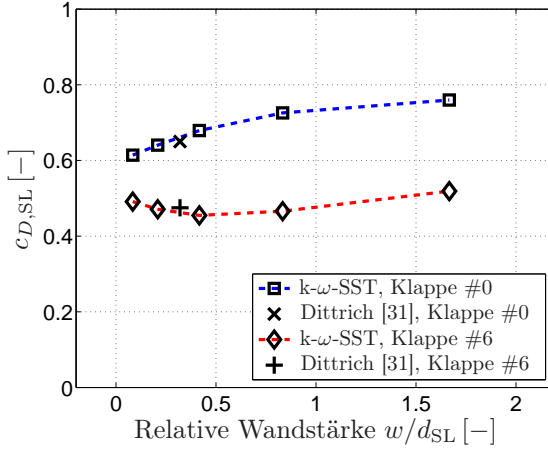


Abb. 6.28: Durchflussbeiwerte, Variation der Wandstärke  $w$ , identisch zu Abbildung 5.2

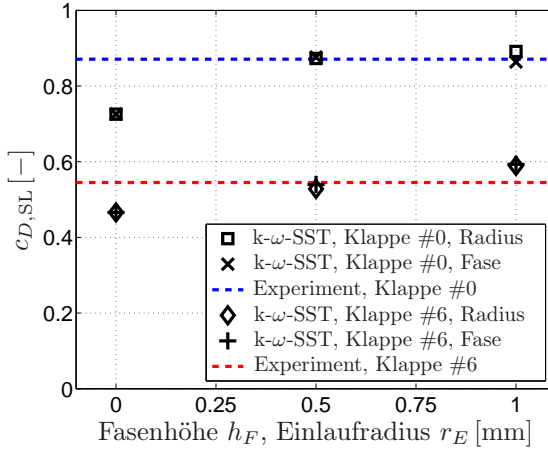


Abb. 6.29: Durchflussbeiwerte, Variation der Einlaufkannte, identisch zu Abbildung 5.3

Abbildung 6.28 zeigt anhand der Ergebnisse der numerischen Strömungssimulationen für  $J = \infty$  (ohne Hauptmassenstrom<sup>10</sup>:  $\dot{m} = 0$  g/s), dass

<sup>10</sup>Im Kapitel 5 wurde bereits gezeigt, dass die Hauptströmung keinen Einfluss auf die Durchflussbeiwerte  $c_{D,SL}$  hat.

dieser Einfluss der Wandstärke  $w$ , der bezogen auf den Durchmesser der Sekundärluftbohrungen  $d_{\text{SL}}$  aufgetragen wurde, zusätzlich von der Bypassklappenstellung und somit vom Bypassparameter  $\Upsilon$  abhängt. Hierbei konnten neben den in Abbildung 6.28 eingetragenen Werten aus [31] im Wesentlichen auch die Trends der Abhängigkeit von der Wandstärke aus [32] bestätigt werden. Hinsichtlich der Kanten geometrie wird in Abbildung 6.29 deutlich, dass selbst kleine Fasen bzw. Einlaufadien den Durchfluss entscheidend steigern können.

Um diesen Einfluss der diversen geometrischen bzw. Strömungsparameter zu erklären, wurde in Abbildung 6.30 und 6.31 die Strömung durch die Einblaselöcher für charakteristische Parameter als Ergebnis der numerischen Simulationen dargestellt und mit der Absolutgeschwindigkeit  $|\vec{u}|$  bzw. dem statischen Druck  $p_s$  hinterlegt.

Die jeweiligen Plots bei einer Wandstärke von  $w = 10$  mm mit scharfer Einlaufkante (Abbildung 6.30a,b und 6.31a,b) zeigen, wie die Strömung mit steigender Bypassströmung weiter von der Einlaufkante ablöst, wodurch sich der effektive Querschnitt  $A_{\text{eff}} = A_{\text{CD,SL}}$  stark verengt. Diese Strömungsablösung findet schon bei Bypassklappenstellung #0 statt. Hier bilden sich im Ablösegebiet Wirbelstrukturen, die einen erheblichen Unterdruck von bis zu  $\Delta p_s \approx -100$  Pa mit sich bringen. Im Falle der maximalen Bypassklappenstellung #6 vergrößert sich das Ablösegebiet an der Vorderkante, wohingegen die Ablöseblase an der Hinterkante verschwindet. Hierbei ist auffällig, dass der damit verbundene Unterdruck signifikant geringer ausfällt, als im Fall ohne Bypassströmung.

Betrachtet man die entsprechenden Ergebnisse bei einem Einlaufradius von  $r_E = 0.5$  mm (Abbildung 6.30c,d und 6.31c,d) erkennt man, dass sich die Strömung gegenüber der scharfkantigen Geometrie kaum verändert hat. Allerdings wird bei einem Blick auf die Ablösegebiete deutlich, dass sich diese Bereiche leicht verkleinert haben. Zieht man in Betracht, dass es sich im Falle der Bypassklappenstellung #0 im Bereich der Sekundärluftbohrung um eine nahezu rotationssymmetrische Strömung handelt, wird klar, dass sich dieser Effekt in einer signifikanten Vergrößerung des effektiven Querschnitts  $A_{\text{eff}}$  äußert.

Die Reduzierung der Wandstärke zu  $w = 1$  mm bei einer scharfen Einlaufkante ist in Abbildung 6.30e,f sowie 6.31e,f dargestellt. Im Vergleich zur tatsächlichen Wandstärke von  $w = 10$  mm fällt auf, dass die Unterdruckgebiete nahezu verschwunden sind. Da dieser Unterdruck mit einer Krümmung der Stromlinien einhergeht und so dem Kontrahieren der Sekundärluftstrahlen entgegen wirkt, verringert sich der effektive Querschnitt  $A_{\text{eff}}$  durch den Wegfall dieses Unterdruckgebietes ebenfalls leicht.

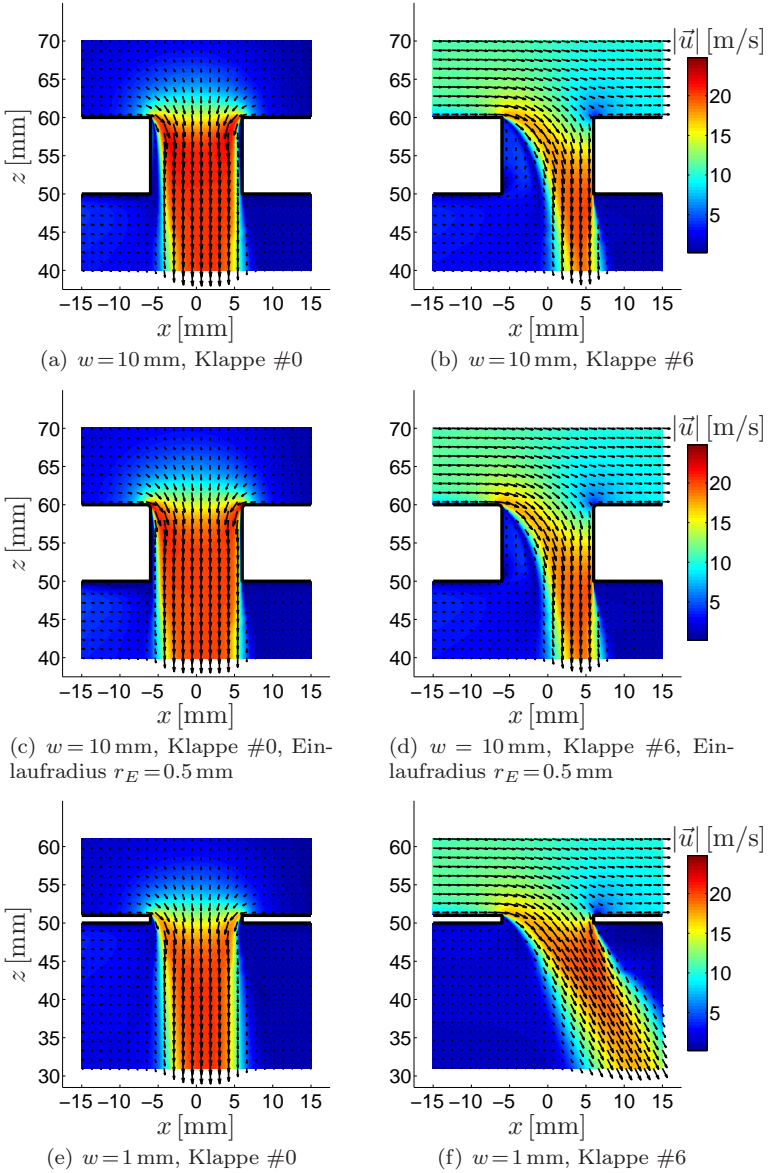


Abb. 6.30: Strömung durch die Einblaselöcher, Absolutgeschwindigkeit  $|\vec{u}|$ ,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $J = \infty$

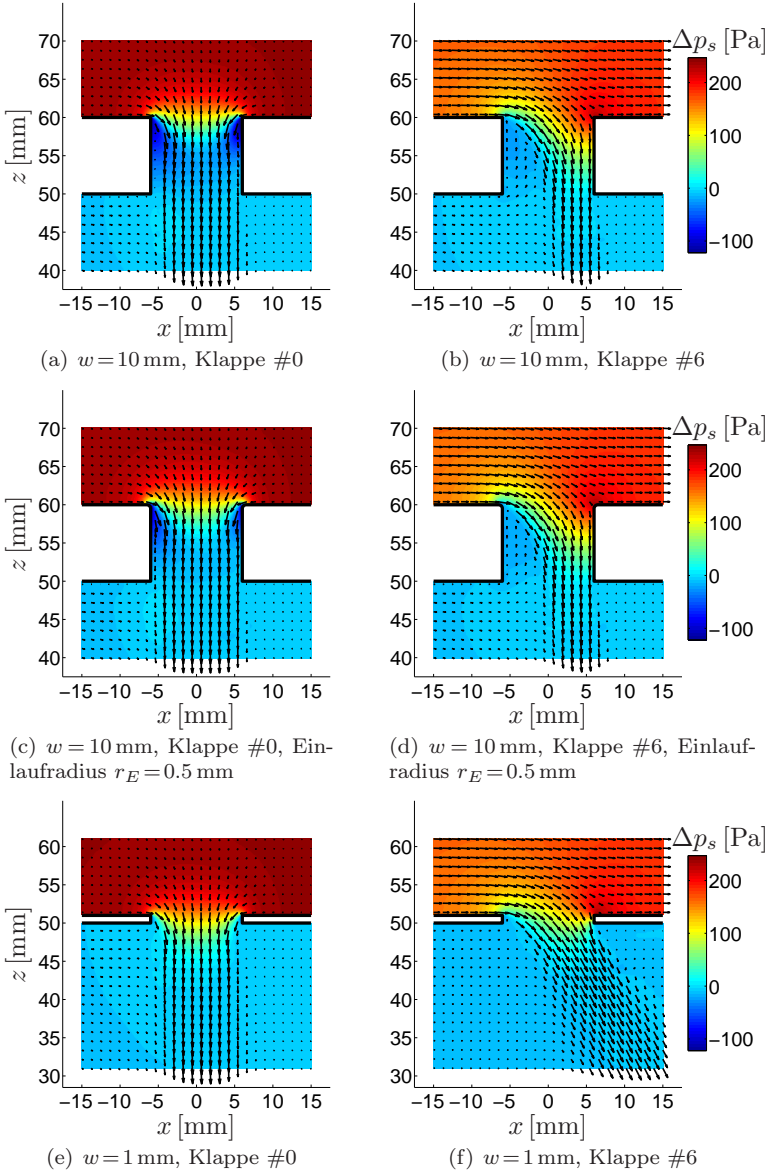


Abb. 6.31: Strömung durch die Einblaselöcher, statischer Druck  $p_s$ ,  $y = 0$  mm,  $J = \infty$

Dieser Effekt ist allerdings nur im Fall der Bypassklappenstellung #0 dominant. Für den maximalen Bypassvolumenstrom (Bypassklappenstellung #6) nimmt die Verblockung durch die hinteren Bohrungswände im Fall der geringeren Wandstärke von  $w = 1 \text{ mm}$  ab, so dass nun wieder mehr Sekundärluft in die Mischkammer einströmen kann.

#### 6.4.2 Mischkammerströmung

Die eben gezeigten Ergebnisse der numerischen Strömungssimulationen, die den Einfluss des erhöhten Bypassmassenstroms auf die Strömung innerhalb der Sekundärluftbohrungen betreffen, liegen entsprechend der Gründe aus Kapitel 5 nur für  $J = \infty$  vor. Mit dem Eintritt der Sekundärluftstrahlen in die Mischkammer kommt es jedoch zur Interaktion zwischen Sekundärluftstrahlen und Drallströmung, die wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 6.3 gezeigt wurde, stark vom Impulsverhältnis  $J$  abhängt. Abbildungen 6.32 und 6.33 zeigen für die jeweils konstant gehaltenen Impulsverhältnisse von  $J = 100$  und  $J = 400$ , wie sich die Veränderung in der Bypassströmung auf das Eindringverhalten auswirkt. Wie man anhand der hinterlegten Absolutgeschwindigkeit  $|\vec{u}|$  sieht, strömt die Sekundärluft gemäß der Definition des Impulsverhältnisses  $J$  (Gleichung 3.9) mit der konstanten Geschwindigkeit von  $u_{\text{SL}} = 10 \text{ m/s}$  bzw.  $u_{\text{SL}} = 20 \text{ m/s}$  in die Mischkammer ein. Durch den oben erwähnten, verringerten effektiven Querschnitt  $A_{\text{eff}}$  wird der Sekundärluftjet mit steigender Bypassströmung schmaler, so dass die Sekundärluft für die Bypassklappenstellung #6 nur noch im hinteren Bereich der Sekundärluftbohrung ausströmt. Hierdurch verringert sich sein Gesamtimpuls, der nun entsprechend nur noch bei größeren  $x$ -Werten mit  $x > 0 \text{ mm}$  wirkt. Als Folge davon werden die Sekundärluftstrahlen empfindlicher gegenüber dem Einfluss der Drallströmung, so dass die Jets mit steigender Bypassströmung schneller stromab umgelenkt werden. Dieser Effekt wird von der Tatsache überlagert, dass die Jets durch steigende  $u$ -Geschwindigkeit im Nebenstromkanal auch ohne Drallströmung einen erhöhten Impuls in  $x$ -Richtung aufweisen und somit unter einem flacheren Winkel in die Mischkammer eindringen (Abbildung 6.30 und 6.31).

Diese Effekte auf das Verhalten der Jets und der daraus resultierende Einfluss auf die Drallströmung wurde anhand der in Abbildung 6.1 sowie Tabelle 6.1 eingeführten Strömungselemente in Abbildung 6.34 quantifiziert. In den Graphen der Jeteindringwinkel (Abbildung 6.34a) lässt sich der eben beschriebene Einfluss der Bypassströmung auf den Eindring-



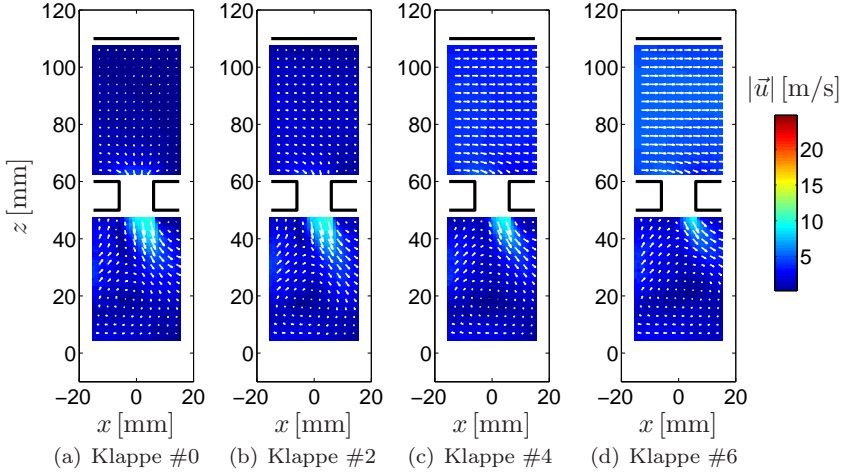


Abb. 6.32: Jeteindringverhalten, PIV-Daten,  $y=0$  mm,  $J=100$ , Bypassvariation

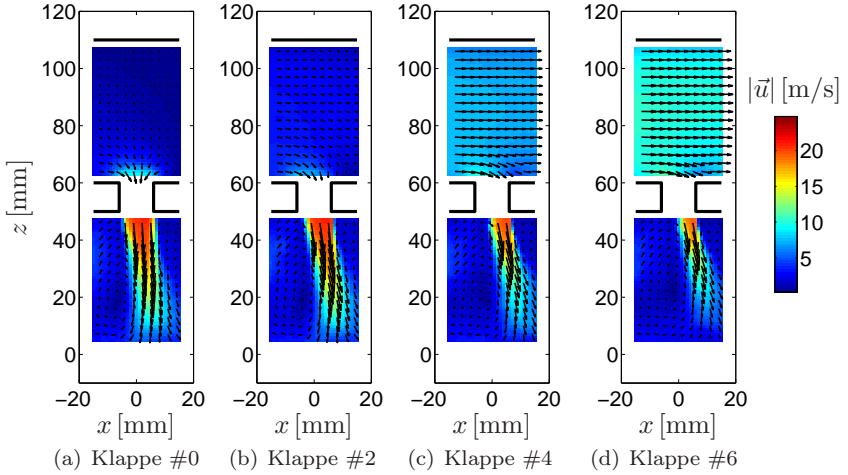
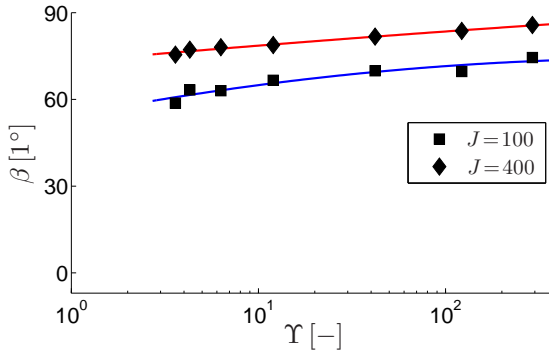
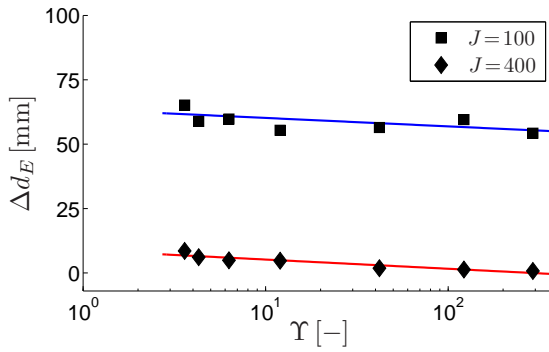


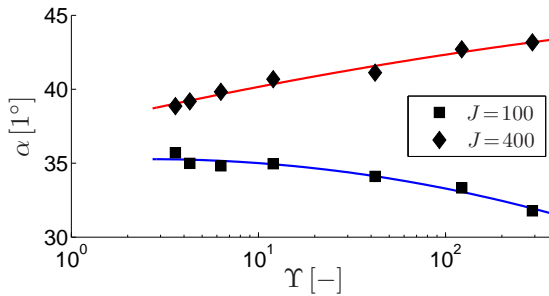
Abb. 6.33: Jeteindringverhalten, PIV-Daten,  $y=0$  mm,  $J=400$ , Bypassvariation



(a) Jeteindringwinkel  $\beta$



(b) Eindringdifferenz  $\Delta d_E$



(c) Öffnungswinkel  $\alpha$

Abb. 6.34: Parameter der Strömungselemente,  $y=0$  mm,  $J=100$  und  $J=400$ ,  $\Upsilon$ -Variation

winkel  $\beta$  erkennen. Mit steigender Bypassströmung, was einer Reduzierung des Bypassparameters  $\Upsilon$  entspricht, nimmt der Eindringwinkel  $\beta$  leicht ab, so dass die Sekundärluftstrahlen flacher in die Mischkammer eindringen. Als direkte Folge daraus vergrößert sich die Eindringdifferenz  $\Delta d_E$ , da das senkrechte effektive Impulsverhältnis  $J_{\text{eff}} = J \sin \beta$  aufgrund des reduzierten Eindringwinkels  $\beta$  ebenfalls abnimmt (Abbildung 6.34b). Hinsichtlich des Öffnungswinkels  $\alpha$  der Drallströmung erkennt man anhand von Abbildung 6.34c, dass für  $J = 100$  und  $J = 400$  ein umgekehrter Trend vorliegt. Während für  $J = 100$  mit steigender Bypassströmung und somit sinkendem Bypassparameter  $\Upsilon$  der Öffnungswinkel anwächst, fällt der Graph im Fall von  $J = 400$ , was ein Verkleinern des Öffnungswinkels bedeutet. Im Rahmen der Diskussion des Einflusses des Impulsverhältnisses  $J$  auf den Öffnungswinkel  $\alpha$  wurde bereits gefolgert, dass diese Kopplung zwischen Sekundärluftstrahlen und Drallströmung in erster Linie vom Gesamtimpuls der Jets und der damit verbundenen Druckerhöhung im Staupunkt in der Mischkammermitte abhängt. Da die Erhöhung der Bypassströmung durch den verringerten Durchfluss denselben Effekt auf den Gesamtimpuls der Jets hat wie die Reduzierung des Impulsverhältnisses  $J$ , ist ein ähnlicher Trend wie in Abbildung 6.23c zu erwarten. Hier erkennt man, dass ausgehend vom minimalen Öffnungswinkel  $\alpha$  für  $J = 100$  dieser Öffnungswinkel  $\alpha$  mit einer Reduzierung des Impulsverhältnisses  $J$  wieder anwächst. Im Gegensatz dazu verkleinert sich der Öffnungswinkel  $\alpha$  ausgehend vom Impulsverhältnis  $J = 400$ , wenn das Impulsverhältnis  $J$  und somit auch der Gesamtimpuls der Jets reduziert wird.

Abbildung 6.35 zeigt anhand der Öffnungswinkel  $\alpha$  der Drallströmung, die aus Horizontalschnitten mit  $z = 0$  mm bestimmt wurden, wie sich als Folge dessen das Minimum des Öffnungswinkels im Fall der maximalen Bypassströmung (Klappe #6) im Vergleich zum Fall ohne Bypassströmung (Klappe #0) zu höheren Impulsverhältnissen verschiebt.

Abschließend soll der Einfluss dieser Veränderungen der Mischkammerströmung auf das Mischungsverhalten beschrieben werden. Hierfür sind in Abbildungen 6.36 und 6.37 die mittlere Konzentration  $\bar{c}$  bzw. die lokalen Ungemischtheiten  $U$  dargestellt. Die Ergebnisse wurden zum einen bei konstanten Impulsverhältnissen  $J = 100$  sowie  $J = 400$  gegenübergestellt; zum anderen zeigt der jeweils dritte Plot den Einfluss der Bypassströmung bei konstanter mittlerer Konzentration von  $\bar{c}_g = 0.42$  für die entsprechenden Impulsverhältnisse von  $J = 100$  für Bypassklappenstel-

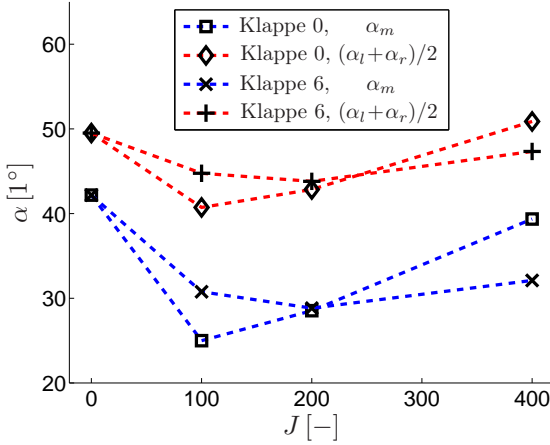
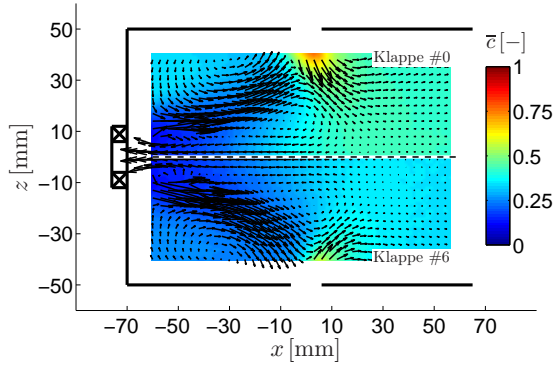


Abb. 6.35: Öffnungswinkel  $\alpha$ ,  $z=0$  mm,  $J$ -Variation, Klappe #0 und #6

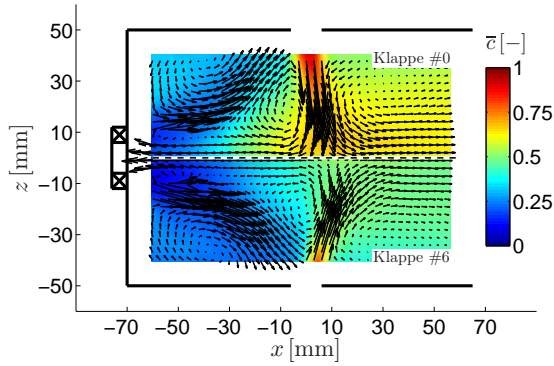
lung #0 sowie  $J=260$  für Bypassklappenstellung #6<sup>11</sup>.

Man erkennt sofort, dass in Abbildung 6.36a und 6.36b die mittlere globale Konzentration  $\bar{c}_g$  durch den sinkenden Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  ebenfalls sinkt, wohingegen in Abbildung 6.36c diese mittlere globale Konzentration  $\bar{c}_g$  bewusst konstant gehalten wurde. Als direkte Folge kommt es für die konstant gehaltenen Impulsverhältnisse  $J = 100$  und  $J = 400$  im Bereich mit  $x < -10$  mm durch die geringere Konzentrationsdifferenz zwischen der Konzentration der Drallströmung und dem ausgemischten Zustand für die Bypassklappenstellung #6 zu geringeren Werten in der Ungemischtheit  $U$  (Abbildung 6.37a,b). Für die konstant gehaltene mittlere globale Konzentration  $\bar{c}_g$  existiert dieser Effekt nicht (Abbildung 6.37c), allerdings erkennt man, dass der Bereich der Eckwirbel für die Bypassklappenstellung #6 erhöhte Ungemischtheiten aufweist. Die Begründung hierfür wurde bereits im Rahmen der Impulsverhältnisvariation (Abschnitt 6.3) gegeben; durch das erhöhte Impulsverhältnis im Falle von  $J = 260$  bei Bypassklappenstellung #6 dringen die Sekundärluftjets stabiler durch die Drallströmung bis in die Mischkammermitte, wohingegen es im Falle von  $J = 100$  bei Bypassklappenstellung #0 teilweise zum direkten Einströmen in die Eckwirbel kommt. Dieses Verhalten kann auch in der  $z$ -gemittelten Ungemischtheit in Ab-

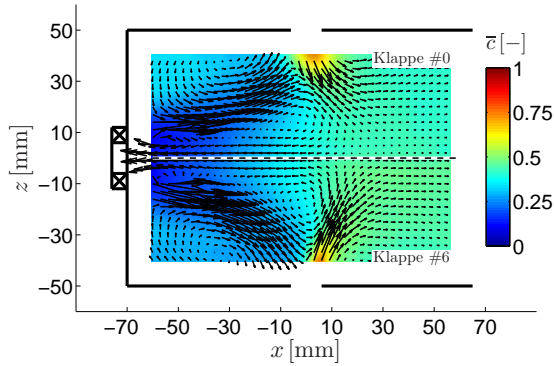
<sup>11</sup>Für die bessere Vergleichbarkeit wurden in Abbildung 6.36 und 6.37 lediglich jeweils eine Hälfte der symmetrischen Mischkammerströmung gegenübergestellt.



(a)  $J=100$

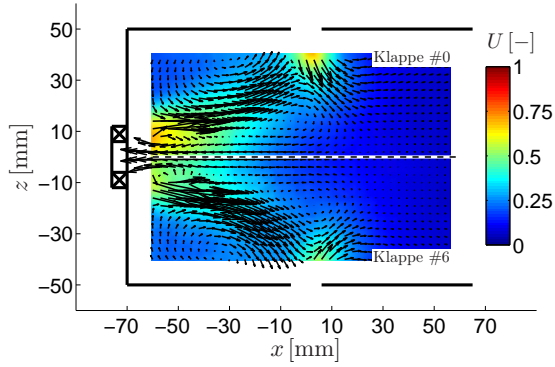


(b)  $J=400$

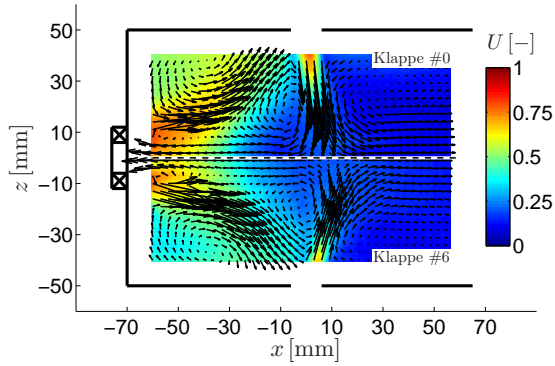


(c)  $\bar{c}_g=0.42$

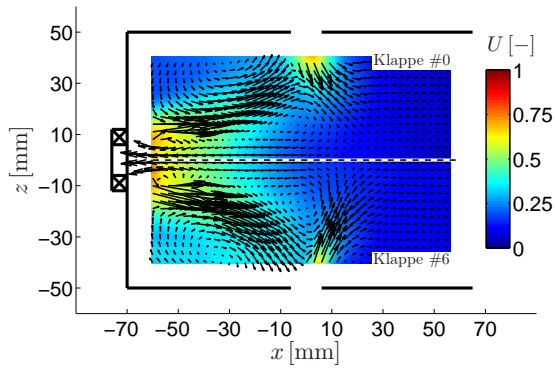
Abb. 6.36: Mittlere Konzentration,  $y=0$  mm



(a)  $J = 100$



(b)  $J = 400$



(c)  $\bar{\epsilon}_g = 0.42$

Abb. 6.37: Ungemischtheit,  $y = 0$  mm

bildung 6.38 beobachtet werden, indem für konstante Impulsverhältnisse die Ungemischtheit mit steigender Bypassströmung für  $x < -10$  mm sinkt, wohingegen die Ungemischtheit für  $\bar{c}_g = \text{konst.}$  leicht ansteigt.

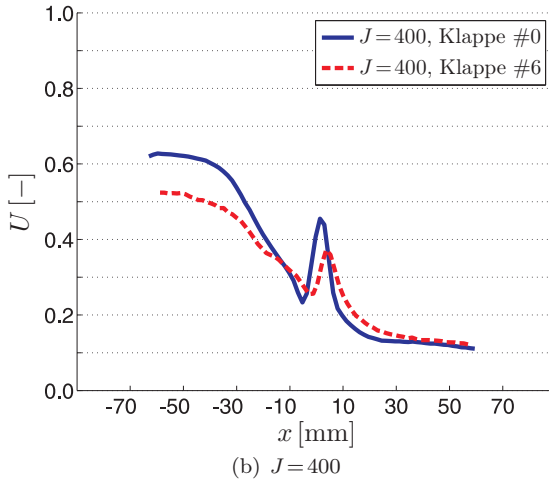
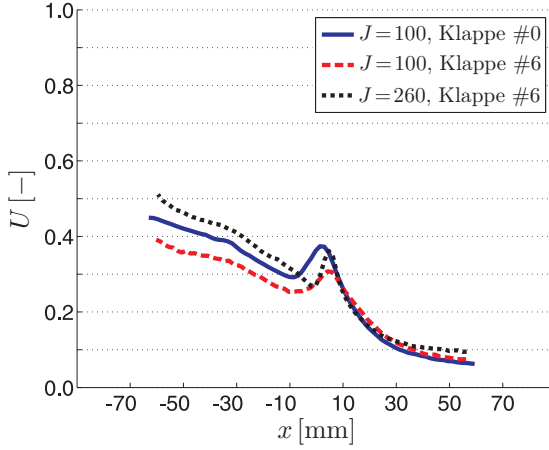


Abb. 6.38:  $z$ -gemittelte Ungemischtheit,  $y = 0$  mm,  
 $J = 100$  und  $J = 400$ , Bypass-Variation

Anhand dieser Graphen lässt sich auch der Bereich für  $x > 0$  mm besser beobachten als in Abbildung 6.37. Insbesondere für das Impulsverhältnis von  $J = 400$  erkennt man, dass es durch den flacheren Eintrittswinkel der Sekundärjets bei erhöhter Bypassströmung zu einer Stromabverschiebung des Maximums kommt (Abbildung 6.38b). Die daraus resultierende Differenz klingt jedoch schnell ab, so dass die Werte der Ungemischtheit ab  $x \approx 40$  mm näherungsweise zusammenfallen. Da die Sekundärluftjets für  $J = 100$  weniger weit in die Mischkammer eindringen, ist dieser Effekt des flacheren Eintrittswinkels in Abbildung 6.38a nicht so stark ausgeprägt wie im Falle von  $J = 400$ . Im Vergleich mit dem Impulsverhältnis von  $J = 260$  bei konstanter mittlerer globaler Konzentration  $\bar{c}_g$  kann ebenfalls wieder mit den Erkenntnissen der Impulsverhältnisvariation (Abschnitt 6.3) argumentiert werden. Da die Sekundärluftjets bei höherem Impulsverhältnis weiter in die Mischkammer eindringen und dazu neigen direkt in Stromabrichtung abzufließen, kommt es für  $J = 260$  zu leicht erhöhten Ungemischtheitswerten im Vergleich zu  $J = 100$ .

## 6.5 Beurteilung der Ergebnisse im Brennkammerkontext

Im Kontext der Optimierung von RQL-Brennkammern ist zu beachten, dass ein Rückströmen von Sekundärluft in den Bereich zwischen Dralldüsen und Sekundärluftbohrungen mit  $-70 \text{ mm} \leq x \leq 0 \text{ mm}$  unerwünscht ist, wohingegen stromab  $x \geq 0 \text{ mm}$  ein schnelles Ausmischen von Hauptstrom- und Sekundärluft verlangt wird (Abschnitt 1.2 und 4.4.3). In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass dieses Mischungsverhalten durch die Parameter der Sekundärluft, Impulsverhältnis  $J$  und Bypassparameter  $\Upsilon$ , manipuliert werden kann. Dabei zeigte sich, dass zu niedrige Impulsverhältnisse  $J$  zu einem Rückströmen der Sekundärluft in die Eckwirbel führen. Nach der Grundidee der RQL-Brennkammern sind solche Rückströmungen unbedingt zu vermeiden, da stöchiometrische Kraftstoff-Luft-Verhältnisse  $\Phi \approx 1$  zu Temperaturspitzen und somit zu einer erhöhten  $\text{NO}_x$ -Bildung sowie zum Überschreiten der zulässigen Wandtemperatur führen. Betrachtet man die Ausmischung in Stromabrichtung, konnte der umgekehrte Trend festgestellt werden, dass die Mischungsqualität mit zunehmendem Impulsverhältnis abnimmt, was unmittelbar zu langen Verweilzeiten in Zonen mit stöchiometrischem Kraftstoff-Luft-Verhältnis  $\Phi \approx 1$  und somit ebenfalls zur  $\text{NO}_x$ -Bildung führen kann, und daher gleichermaßen vermieden werden sollte. In genauerer Betrachtung konnte jedoch festgestellt werden, dass



diese erhöhte Ungemischtheit für große Impulsverhältnisse  $J$  in erster Linie durch das Abströmen der Sekundärluft in der Kanalmitte zustande kommt. Da in realen Brennkammern jedoch zusätzliche Kühlluft in unmittelbarer Wandnähe injiziert wird, welche ebenfalls zum Vermischen in den Wandbereichen beiträgt, ist der geringe Einfluss der schlechteren Stromabvermischung jedoch nicht allzu relevant, so dass hohe Impulsverhältnisse  $J$  zu bevorzugen sind.

Für reale  $\text{NO}_x$ -optimierte Brennkammern wird in der Regel ein globales Kraftstoff-Luft-Verhältnis von  $\Phi \approx 0.5$  eingestellt (Abschnitt 1.2), was somit auch einer konstanten mittleren globalen Konzentration an Sekundärluft  $\bar{c}_g$  gleichkommt. Entsprechend kann das Impulsverhältnis  $J$  nicht entkoppelt betrachtet werden, da sich mit dem Impulsverhältnis  $J$  der Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{\text{SL}}$  und damit die globale mittlere Konzentration  $\bar{c}_g$  ebenfalls ändern würden. Mit dem Bypassparameter  $\Upsilon$  steht ein Parameter zur Verfügung, den Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{\text{SL}}$  bei verändertem Impulsverhältnis konstant zu halten; allerdings kann derselbe Effekt erzielt werden, indem Durchmesser und Anzahl der Sekundärluftbohrungen angepasst werden. Zusätzlich führte die Reduzierung des Bypassparameters  $\Upsilon$ , was der Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit im Nebenstromkanal  $u_{\text{NS}}$  gleichkommt, dazu, dass die Sekundärluftstrahlen bei realistischen Wandstärken von wenigen Millimetern flacher in die Mischkammer eintreten. Da diese Ergebnisse der vorliegenden Arbeit jedoch lediglich im Rahmen einer stark vereinfachten numerischen Simulation ohne Drallströmung produziert wurden, kann an dieser Stelle nur vermutet werden, wie sich die Reduzierung des Bypassparameters  $\Upsilon$  bei realistischen Wandstärken auf die Vermischung auswirkt. Zum einen kommt es durch den zusätzlichen Impuls in  $x$ -Richtung zu einem schnelleren Abströmen, so dass ein längerer Weg für die Vermischung notwendig wird. Zum anderen dringen die Strahlen nicht mehr soweit in die Mischkammermitte vor, so dass nun auch die stromabgelegenen Wandbereiche verstärkt mit Sekundärluft versorgt werden und sich die Stromabvermischung wiederum beschleunigen müsste. Da diese beiden Effekte gegenläufig sind, kann an dieser Stelle entsprechend keine eindeutige Prognose angegeben werden. Allerdings kann sich dieser flachere Eintrittswinkel insbesondere in der problematischen Zwischenebene bei  $y = 33.3 \text{ mm}$  positiv äußern. Im Fall ohne Bypass dringen die Sekundärluftstrahlen in diesen Ebenen durch die kaum vorhandene Interaktion mit der Drallströmung nahezu senkrecht in die Mischkammer ein und befördern so große Mengen an Sekundärluft direkt in die Primärzone. Durch einen flacheren Eindringwinkel könnte dieses Verhalten unterbun-

den oder zumindest stark abgeschwächt werden. Derselbe Effekt ließe sich wohl aber auch ohne Bypassströmung durch schräge Bohrungen oder Leitbleche im Nebenstromkanal erreichen.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Durch zunehmend strengere Richtlinien für den Schadstoffausstoß von Flugtriebwerken, insbesondere von  $\text{NO}_x$ , wurden im Laufe der Zeit immer neue Konzepte zur Schadstoffvermeidung entwickelt. Dabei hat sich unter anderem die luftgeführte, axial gestufte Fett-Mager-Verbrennung (*Rich Burn*, *Quick Quench*, *Lean Burn*, RQL) durch kontinuierliche Optimierung der Strömungs- und Mischungsvorgänge innerhalb der verschiedenen Zonen aus der konventionellen Brennkammer entwickelt.

Während diese Optimierung in der Vergangenheit in erster Linie empirisch durch experimentelle Testreihen oder durch theoretische Überlegungen erfolgte, steht mit numerischen Strömungssimulationen, bedingt durch die enorm verbesserte Rechenleistung der Computer seit Anfang des neuen Jahrtausends, ein leistungsfähiges Werkzeug zur Verfügung, mit dem die geometrischen und aerodynamischen Randbedingungen der Brennkammer unter erheblich geringerem Aufwand variiert und optimiert werden können. Wesentliche Bausteine dieser Simulationsrechnungen stellen die zahlreichen Modelle dar, mit denen die hochkomplexen chemischen und strömungsmechanischen Mechanismen stark vereinfacht abgebildet werden. Zur gezielten Entwicklung bzw. Weiterentwicklung dieser Modelle wurde im Jahr 2001 in Kooperation zwischen der *Technischen Universität Darmstadt* (TUD) und der *Universität Heidelberg* der *Sonderforschungsbereich* (SFB) 568 “Strömung und Verbrennung in zukünftigen Gasturbinenbrennkammern” gegründet. Als Ergebnis der zweiten Phase des Teilprojektes C2 “Strömung und Mischung im Primärzonenbereich von Gasturbinenbrennkammern” dieses SFB stellt die vorliegende, vorwiegend experimentelle Arbeit einen Beitrag zur Validierung dieser Modelle und zum weiteren Erkenntnisgewinn über die aerodynamischen Mechanismen und Interaktionen innerhalb einer Brennkammer dar.

Die Untersuchungen erfolgten an einem realitätsnahen abgewinkelten Ringbrennkammermodell, welches im Wesentlichen aus der ersten Projektphase [42] übernommen wurde. Entscheidende Unterschiede zu ausgeführten Brennkammern liegen dabei in der einfachen Kanalgeometrie des Brennkammermodells ohne Absätze sowie in der fehlenden Kraftstoffeinspritzung und Verbrennung. Außerdem wurde auf jegliche Kühl-

luftbohrungen verzichtet und alle Untersuchungen bei Umgebungsbedingungen (Druck und Temperatur) durchgeführt. Im Unterschied zum Brennkammermodell der ersten Projektphase des Teilprojekts C2 wurde die Anzahl der Dralldüsen am Brennkammerkopf für die vorliegende Arbeit von 3 auf 5 erhöht, um den Einfluss der seitlichen Wände zu reduzieren. Die Anordnung der Lochreihen für die Sekundärlufteinblasung an beiden Deckflächen blieb erhalten. Zusätzlich wurde ein Bypass in den Nebenstromkanälen realisiert, um den Einfluss des Verdünnungsluftanteils abzubilden, welcher sich in einer erhöhten Zuströmgeschwindigkeit äußert. Somit stand neben dem Hauptmassenstrom  $\dot{m}$  und dem Impulsverhältnis der Sekundärluftstrahlen  $J$  mit dem Bypassparameter  $\Upsilon$  ein weiterer Betriebsparameter zur Verfügung.

Die experimentellen Untersuchungen erfolgten ausschließlich durch die optischen Messverfahren *Particle Image Velocimetry* (PIV) und dem *Quantitativen Lichtschnitt* (QLS) sowie der *Laser Doppler Velocimetry*. Dabei wurde die PIV-Messtechnik in der Regel eingesetzt, um planare Informationen über die Strömungsgeschwindigkeit zu erhalten. Durch eine geringfügige Abwandlung des Messsystems konnten mit dem QLS-Verfahren die Konzentrationsverteilung der Sekundärluft in der Modellbrennkammer bestimmt werden. In einem weiteren Datenverarbeitungsschritt wurden aus den Konzentrationsdaten auf den mittleren lokalen sowie globalen Mischungszustand in Form einer Ungemischtheit  $U$  geschlossen. Das LDV-Messgerät wurde eingesetzt, um punktuelle Geschwindigkeitsmessungen durchzuführen und aus den zeitaufgelösten Geschwindigkeitsdaten Turbulenzspektren abzuleiten. Als ein wesentlicher Teil der Arbeit wurde im Rahmen der Beschreibung der charakteristischen Merkmale dieser Messtechniken die Genauigkeit der Messergebnisse hinsichtlich zufälliger und systematischer Fehler sowie der statistischen Sicherheit abgeschätzt, um aufzuzeigen, in welchem Maß sich die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse zur Validierung von numerischen Strömungssimulationen eignen.

Durch die gemessenen Strömungsfelder konnten die Ergebnisse des 3-Dralldüsen-Brennkammermodells von Findeisen [42] im Großen und Ganzen bestätigt werden. Wie umfangreiche Geschwindigkeitsmessungen in der horizontalen Symmetrieebene mit  $z = \text{konst.}$  gezeigt haben, konnte die Verbreiterung der Modellgeometrie von 3 auf 5 Dralldüsen nicht für eine periodische Strömung sorgen; der Wandeinfluss der seitlichen Wände pflanzte sich dabei bis zur zentralen Dralldüse fort. Die charakteristischen Frequenzen der bekannten Instabilitäten konnten ebenfalls bestätigt werden. Durch eine statistische Auswertung von Geschwindigkeits-

und Konzentrationsdaten im Rahmen einer gemeinsamen POD, konnte dargelegt werden, dass großskalige Fluktuationen im Strömungsbild für die wesentlichen globalen Konzentrationsschwankungen verantwortlich sind.

Anhand einer Variation des Hauptmassenstroms konnte gezeigt werden, dass dieser keinen signifikanten Einfluss auf das Strömungsverhalten hat. Die Erhöhung des Impulsverhältnisses wies dagegen einen starken Einfluss auf das Strömungs- und Mischungsverhalten auf. Durch das tiefere Eindringen der Sekundärluftstrahlen bildet sich ein Staupunkt in der Mischkammermitte aus. Die daraus resultierende lokale Druckerhöhung führt zu einer Aufweitung der Drallströmung. Da die Sekundärluft dazu neigt, aus diesem Staupunkt in Stromabrichtung abzufließen, ohne dass es zu einer entscheidenden Vermischung mit der Hauptstromluft kommt, steigt die globale Ungemischtheit ebenfalls an.

Die Erhöhung der Zuströmgeschwindigkeit im Rahmen der Bypassvariation äußerte sich primär in einem stark reduzierten Sekundärluftmassenstrom. Wie begleitende numerische Simulationen mit Fokus auf die Strömung innerhalb der Sekundärluftbohrung zeigen konnten, liegt die Begründung dafür in erster Linie in der Strömungsablösung an der Vorderkante der Bohrungen und der damit verbundenen Verblockung des effektiven Querschnitts der Bohrung. Im Rahmen einer Parameterstudie wurden dabei in der Wandstärke des Trennblechs zwischen Mischkammer und Nebenstromkanälen sowie in der Geometrie der Einlaufkante weitere entscheidende Einflussgrößen auf das Eindringverhalten der Jets ausgemacht. Die Messergebnisse innerhalb der Mischkammer konnten ebenfalls einen starken Einfluss des Bypassparameters auf das Strömungs- und Mischungsverhalten aufzeigen. Da hier über den reduzierten Durchfluss ebenfalls der Gesamtimpuls der Jets reduziert wurde, waren die Auswirkungen auf die Drallströmung mit denen eines geringeren Impulsverhältnisses vergleichbar. Dieser reduzierte Durchfluss dominiert ebenfalls das Mischungsverhalten, indem bei konstantem Impulsverhältnis eine geringere globale Konzentration vorlag. Ein abschließender Vergleich bei konstanter globaler Konzentration durch eine Anpassung des Impulsverhältnisses konnte zeigen, dass in diesem Fall das Mischungsverhalten durch die Effekte des erhöhten Impulsverhältnisses dominiert wird.

In der vorliegenden Arbeit wurden zunächst nur aerodynamische Interaktionen quantifiziert. Als nächster Schritt wäre daher die Untersuchung des Sprays in einer solchen realitätsnahen Brennkammergeometrie zielführend. Auf der einen Seite ist dabei der Einfluss der instationären, aero-

dynamischen Phänomene auf das Sprayverhalten von Interesse, um ggf. daraus resultierende Verbrennungsinstabilitäten abschätzen zu können. Auf der anderen Seite könnte so aber auch der umgekehrte Einfluss des Sprays auf das aerodynamische Verhalten quantifiziert werden. Abschließend sei hier noch die Erfassung möglicher Interaktionen benachbarter Sprays zu nennen, um abzuschätzen, inwiefern solche Interaktionseffekte bei der Modellierung von Sprays berücksichtigt werden müssen.

## A Anhang

### A.1 Theoretisches Lichtschnittintensitätsprofil

Für das Gauß-förmige Profil des Laserstrahl (TEM<sub>00</sub>) gilt

$$I(r) = I_{\max} e^{-8r^2/D_S^2}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $D_S$  der Nenndurchmesser des Laserstrahls. Mit  $r = x^2 + y^2$  wird daraus

$$I(x, y) = I_{\max} e^{-8(x^2 + y^2)/D_S^2}. \quad (\text{A.2})$$

Die Integration in  $y$ -Richtung führt auf

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dy = I_{\max} e^{-8x^2/D_S^2} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-8y^2/D_S^2} dy}_{k_I}. \quad (\text{A.3})$$

Damit lässt sich eine neue maximale Intensität  $\tilde{I}_{\max} = I_{\max} k_I$  einführen.

$$I(x) = \tilde{I}_{\max} e^{-8x^2/D_S^2} \quad (\text{A.4})$$

Durch die lineare Aufweitung des Laserstrahls zum Laserlichtschnitt gilt der folgende Zusammenhang.

$$\frac{2x}{D_S} = \frac{h'_{\text{LS}}}{h_{\text{LS}}} \quad (\text{A.5})$$

Dabei bezeichnet  $h'_{\text{LS}} = 90 \text{ mm}$  die beschnittene Höhe des Lichtschnitts und  $h_{\text{LS}} = 110 \text{ mm}$  die unbeschnittene theoretische Höhe des Lichtschnitts, die durch die Aufweitung des ursprünglichen Strahldurchmesser von  $D_S = 5.5 \text{ mm}$  resultiert. Somit folgt aus Gleichung (A.4) ein theoretischer Randabfall von  $\tilde{I}_{\text{Rand}}/\tilde{I}_{\max} \approx 26 \%$ .

## A.2 Lichtschnittkoordinaten

Im Rahmen der Konzentrationsmessungen (QLS, Abschnitt 4.4.2) wurde zur Referenzierung der Lichtschnittintensität  $I_1(x_1, z_1, n)$  des Hauptbildes (CAM1) die Intensität  $I_2(x_2, z_2, n)$  des Referenzbildes (CAM2) verwendet. Für diese Transformation der Intensitäten, muss der Strahlengang innerhalb des Lichtschnitts bekannt sein.

### A.2.1 Generierung des Streifenmusters

Die Visualisierung des Strahlgangs erfolgt über eine Streifenfolie welche unmittelbar nach der Aufweitung in den Lichtschnitt eingebracht wurde. Abbildung A.1 zeigt exemplarisch für das Hauptbild (CAM1) das daraus resultierende Streifenmuster im Lichtschnitt.

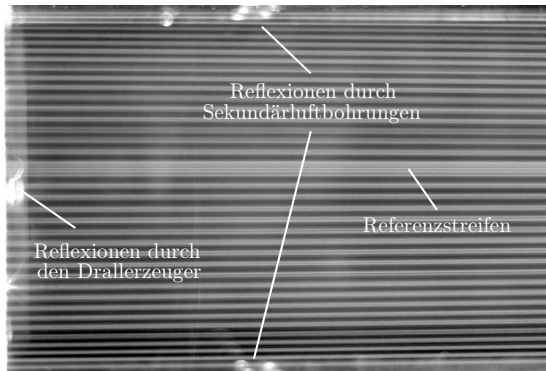


Abb. A.1: Streifenmuster zur Koordinatentransformation, CAM1

Die Streifen hatten dabei in der Regel Abstände von ca. 15 Px, um Interferenzen durch Beugungseffekte zu verhindern. Mit einer selbst geschriebenen Bildverarbeitungssoftware wurde die Lage dieser Streifen detektiert. Der breitere Streifen in der Bildmitte diente dabei als Referenzstreifen. Für eine verbesserte Auflösung wurden zusätzliche Streifen interpoliert, so dass auf jedes Pixel ca. 2 Streifen fallen.

### A.2.2 Transformation der Intensität

In Abbildung A.2 ist schematisch die Transformation von Pixel-Koordinaten in Lichtschnittkoordinaten und umgekehrt dargestellt. Das qua-



dratische Gitter steht dabei für einen Ausschnitt des CCD-Chips und die schrägen, gestrichelten Linien stehen für die Übergänge zwischen den interpolierten Streifen des Lichtschnitts.

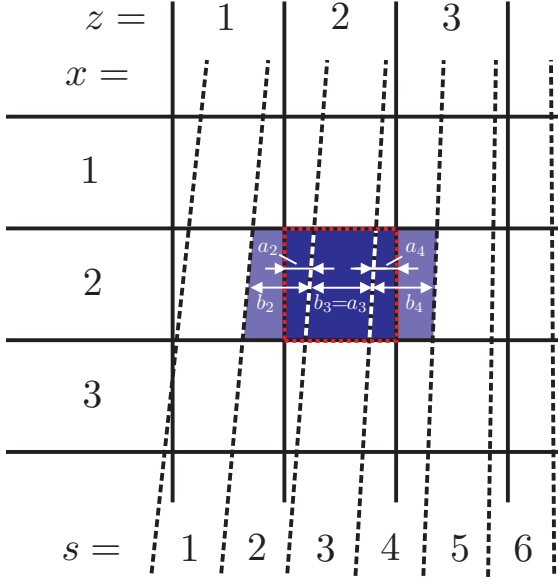


Abb. A.2: Lichtschnittkoordinaten

Die Rekonstruktion der Pixelintensitäten  $I_{x,z}$  aus den Lichtschnittintensitäten  $I_{LS_s}$  erfolgte nach Gleichung (A.6) unter der vereinfachten Annahme, dass die Intensität innerhalb eines jeden Streifens  $s$  homogen ist.

$$I_{x,z} = \sum_{s=1}^{N_s} f_{x,z,s} I_{LS_s} \quad (\text{A.6})$$

Der Faktor  $f_{x,z,s}$  gibt an, zu welchem Anteil der Streifen  $s$  im Pixel  $x, z$  liegt (Abbildung A.2 und Gleichung (A.7)).

$$f_{x,z,s} = \frac{a_{x,z,s}}{b_{x,s}} \quad (\text{A.7})$$

Für die Zerlegung der Pixelintensitäten  $I_{x,z}$  in Lichtschnittintensitäten  $I_{LS_s}$  ließe sich das überbestimmte Gleichungssystem (A.6) prinzipiell beispielsweise durch das Verfahren der kleinsten quadratischen Fehler nach  $I_{LS_s}$  auflösen. Für eine erhebliche Verringerung der Rechenzeit<sup>1</sup> wurde jedoch für die Zerlegung vereinfacht angenommen, dass alle Streifen  $s$ , die durch ein Pixel  $x, z$  verlaufen, dieselbe Intensität  $\tilde{I}_{x,z}$  haben.

$$\tilde{I}_{x,z} = \frac{I_{x,z}}{\sum_{s=1}^{N_s} f_{x,z,s}} \quad (\text{A.8})$$

Bei der späteren Mittelung über alle so bestimmten lokalen Lichtschnittintensitäten jedes Streifens  $s$  wurden diese Intensitäten entsprechend ihrer Anteile  $f_{x,z,s}$  gewichtet.

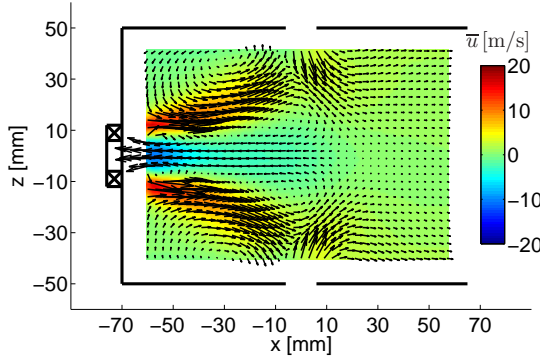
$$I_{LS_s} = \frac{\sum_{x=x_{\min}}^{x_{\max}} \sum_{z=z_{\min}}^{z_{\max}} f_{x,z,s} \tilde{I}_{x,z}}{\sum_{x=x_{\min}}^{x_{\max}} \sum_{z=z_{\min}}^{z_{\max}} f_{x,z,s}} \quad (\text{A.9})$$

---

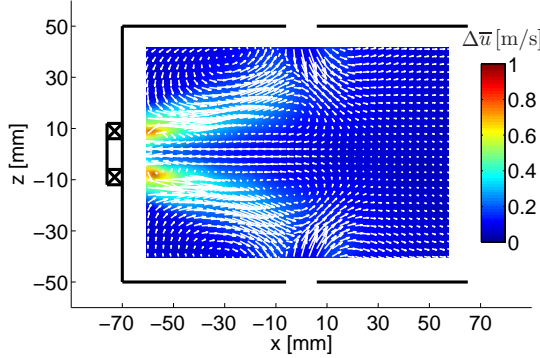
<sup>1</sup>Man beachte die Dimension der notwendigen Matrixoperation bei  $1376 \times 1040 \text{ Px}^2$  und 1576 Streifen, wohingegen für die Durchführung der Zerlegung und Rekonstruktion nach Gleichungen (A.6), (A.8) und (A.9) der Aufwand durch die ausschließliche Verwendung der benötigten Elemente  $f_{x,z,s} \neq 0$  erheblich reduziert werden kann.

### A.3 Vertrauensintervalle

Die folgenden Abbildungen zeigen exemplarisch für einen Hauptmassenstrom von  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$  und ein Impulsverhältnis von  $J = 100$  die wichtigsten statistischen Werte wie Mittelwerte  $\overline{u}$ ,  $\overline{w}$ ,  $\overline{c}$ , Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$ ,  $\overline{u'w'}$ , turbulente Flüsse  $\overline{u'c'}$ ,  $\overline{w'c'}$ , sowie die Varianz der Konzentrationen  $c'^2$  und der Ungemischtheit  $U$  in Kombination mit den zugehörigen 95%-Vertrauensintervallen, die wie in Abschnitt 4.6 beschrieben berechnet wurden.

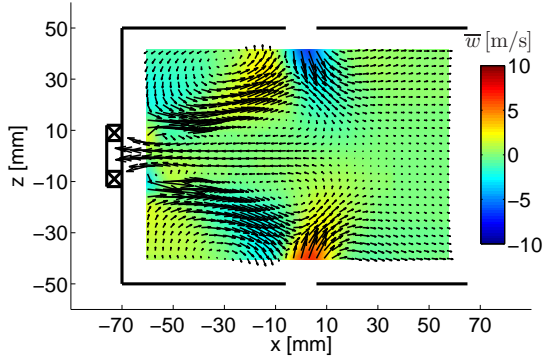


(a) Geschwindigkeitsverteilung  $\overline{u}$

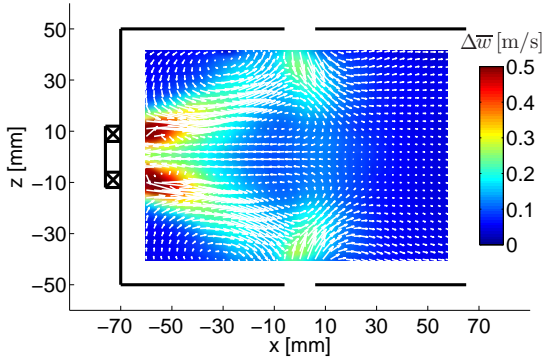


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.3: Vertrauensintervall der mittleren Geschwindigkeit  $\overline{u}$ ,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 12 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$

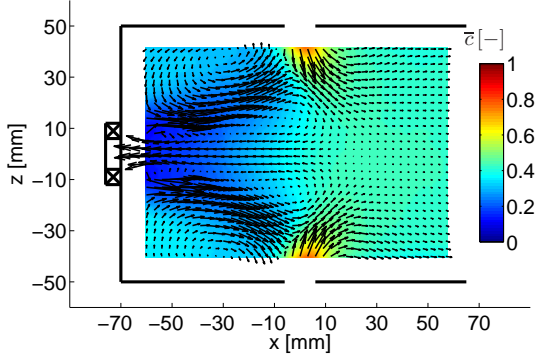


(a) Geschwindigkeitsverteilung  $\bar{w}$

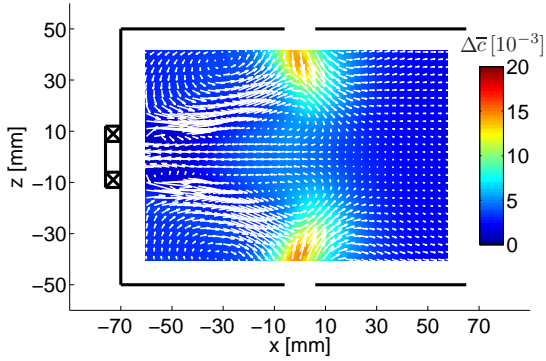


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.4: Vertrauensintervall der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{w}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

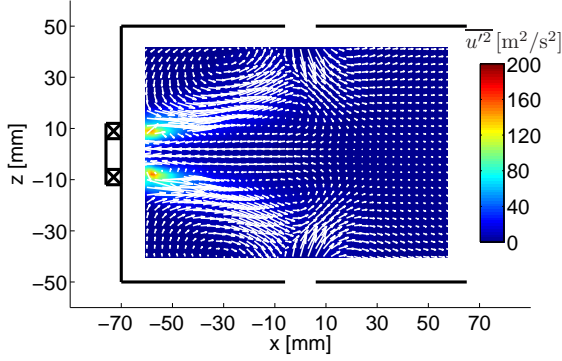


(a) Konzentrationsverteilung  $\bar{c}$

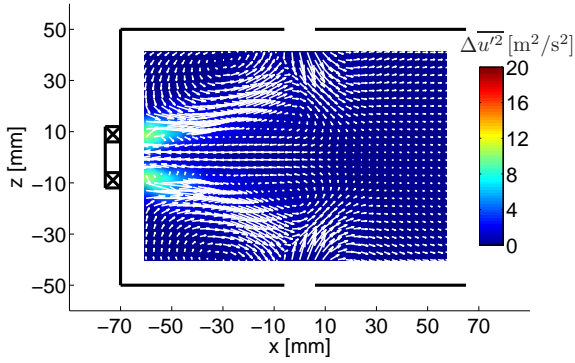


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.5: Vertrauensintervall der mittleren Konzentration  $\bar{c}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

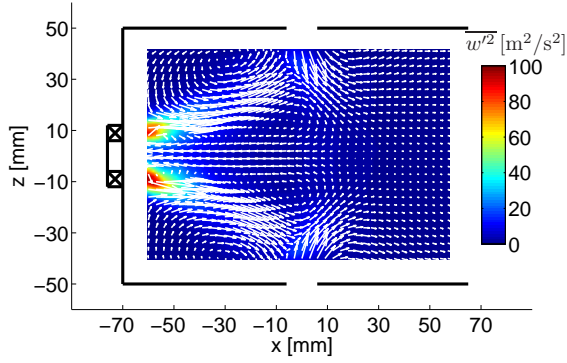


(a) Reynoldsspannung  $\overline{u'^2}$

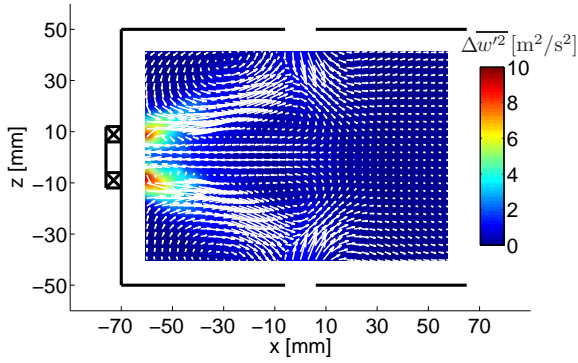


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.6: Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung  $\overline{u'^2}$ ,  $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 100$

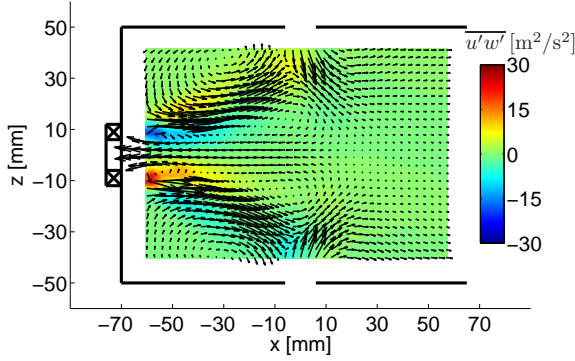


(a) Reynoldsspannung  $\overline{w'^2}$

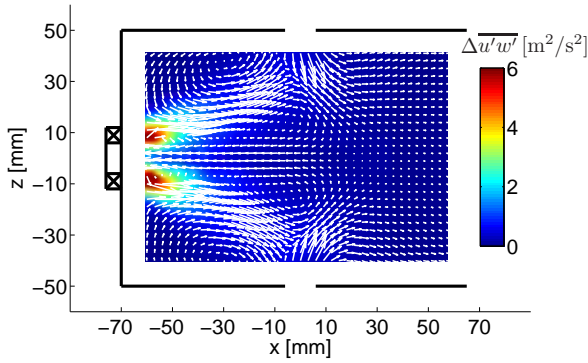


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.7: Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung  $\overline{w'^2}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$



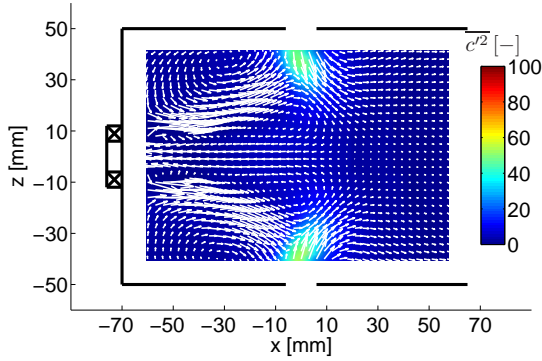
(a) Reynoldsspannung  $\overline{u'w'}$



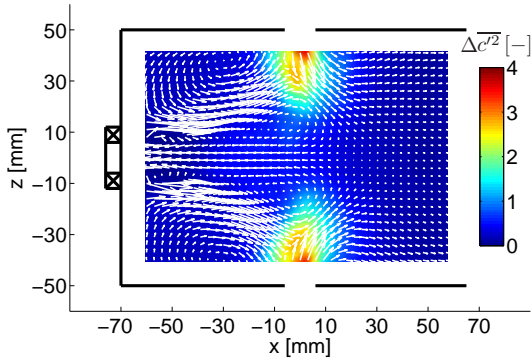
(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.8: Vertrauensintervall der mittleren Reynoldsspannung  $\overline{u'w'}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$



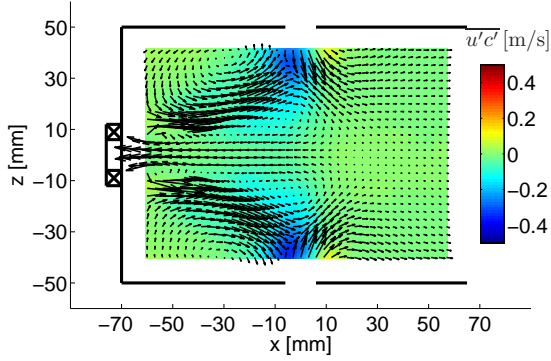


(a) Varianz der Konzentration  $\overline{c'^2}$

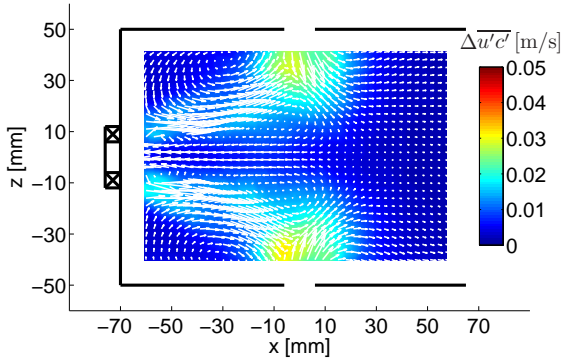


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.9: Vertrauensintervall der mittleren Konzentrationsfluktuationen  $\overline{c'^2}$ ,  $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

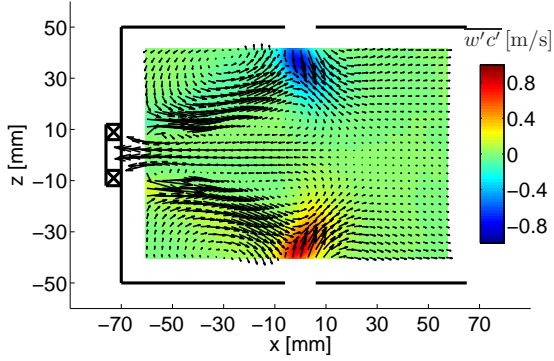


(a) Turbulente Flüsse  $\overline{u'c'}$

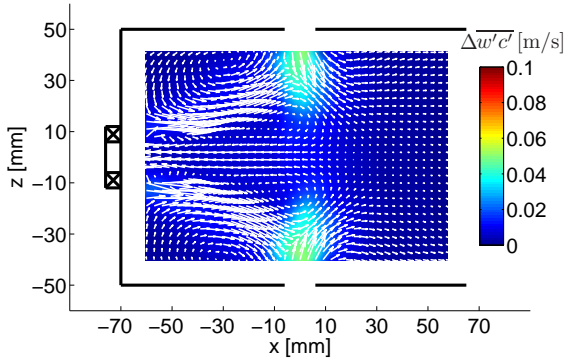


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.10: Vertrauensintervall der turbulenten Flüsse  $\overline{u'c'}$ ,  $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 100$

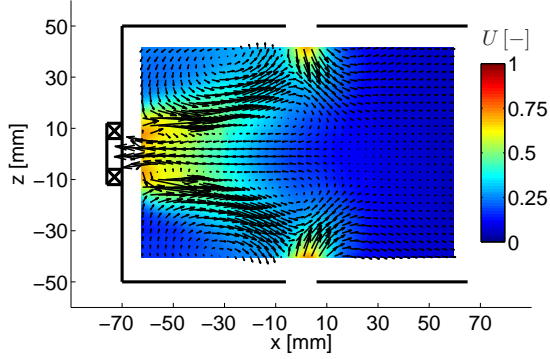


(a) Turbulente Flüsse  $\overline{w'c'}$

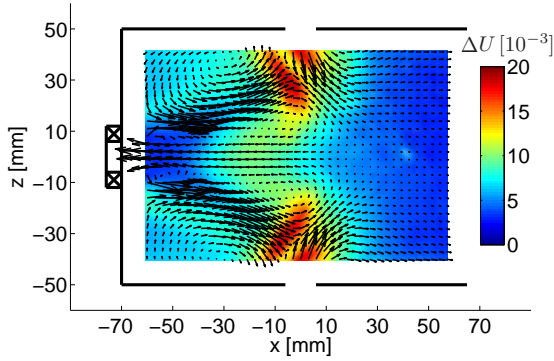


(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.11: Vertrauensintervall der turbulenten Flüsse  $\overline{w'c'}$ ,  $y = 0$  mm,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $J = 100$



(a) Ungemischtheit  $U$



(b) 95%-Vertrauensintervall

Abb. A.12: Vertrauensintervall der Ungemischtheit  $U$ ,  
 $y=0$  mm,  $\dot{m}=12$  g/s,  $J=100$

## A.4 Turbulenzspektren

Die folgenden Abbildungen zeigen einen vollständigen Überblick über die Turbulenzspektren, die aus den zeitaufgelösten LDV-Daten abgeleitet wurden. Die Traversierung erfolgte in der Mittelebene mit  $z=0$  mm bei einer  $x$ -Position von  $x=-55$  mm mit einer Schrittweite von  $\Delta y=5$  mm.

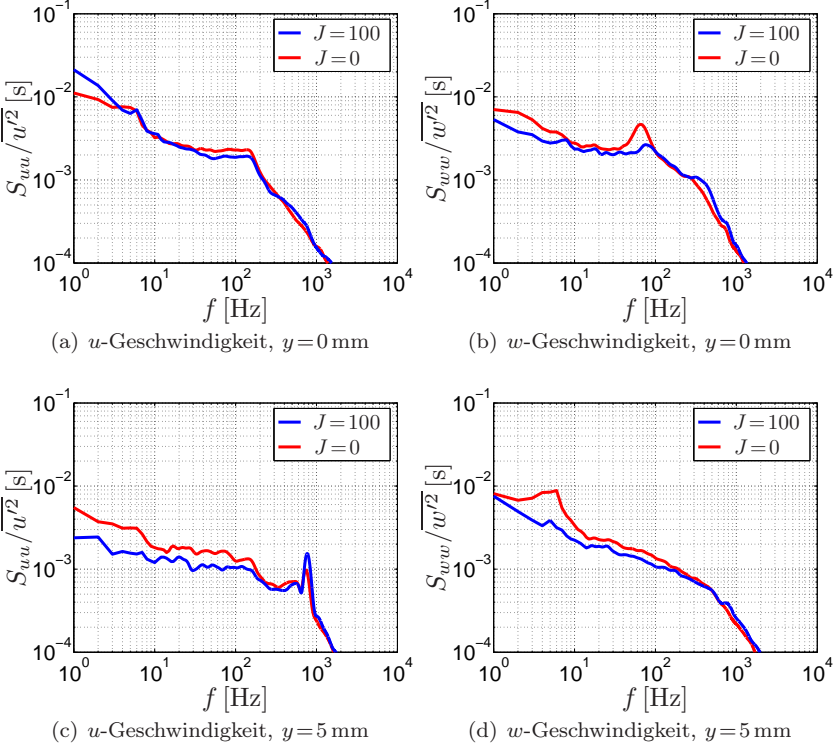


Abb. A.13: Turbulenzspektren,  $\dot{m}=12$  g/s,  $x=-55$  mm,  $z=0$  mm (a)

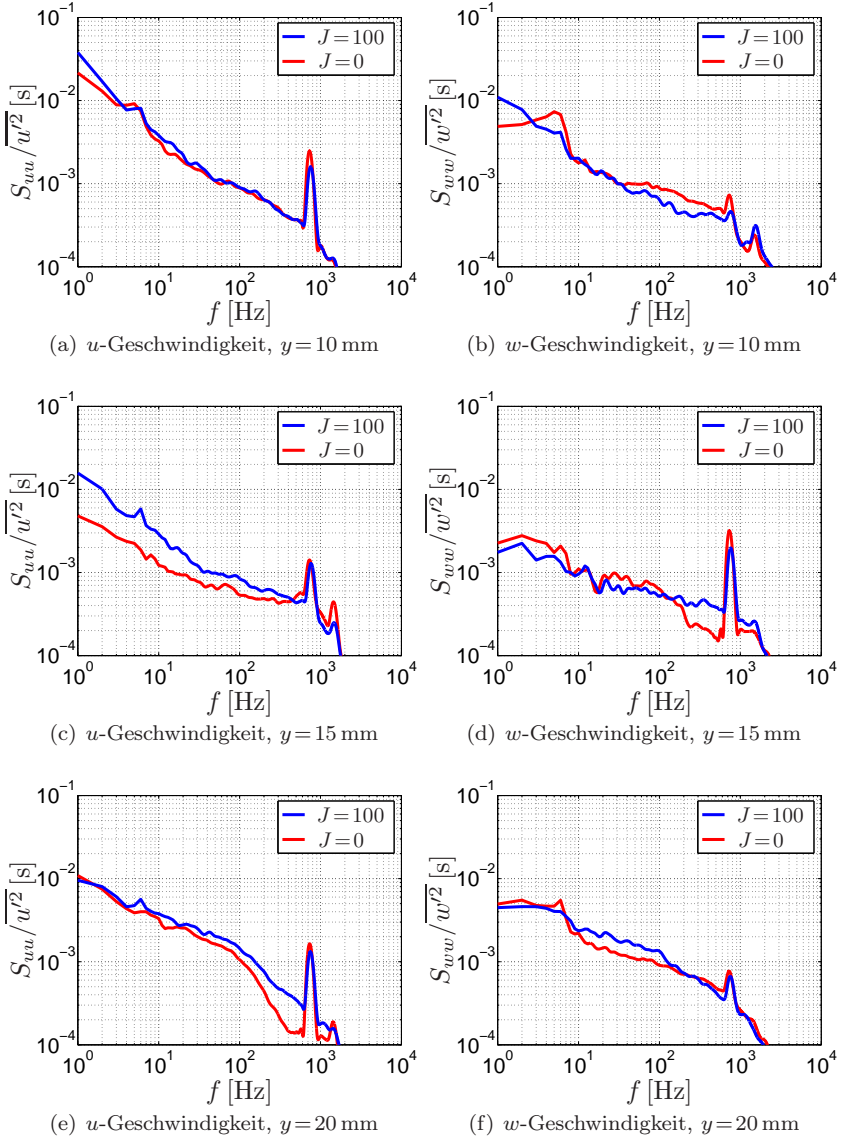


Abb. A.14: Turbulenzspektren,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $x = -55$  mm,  $z = 0$  mm (b)

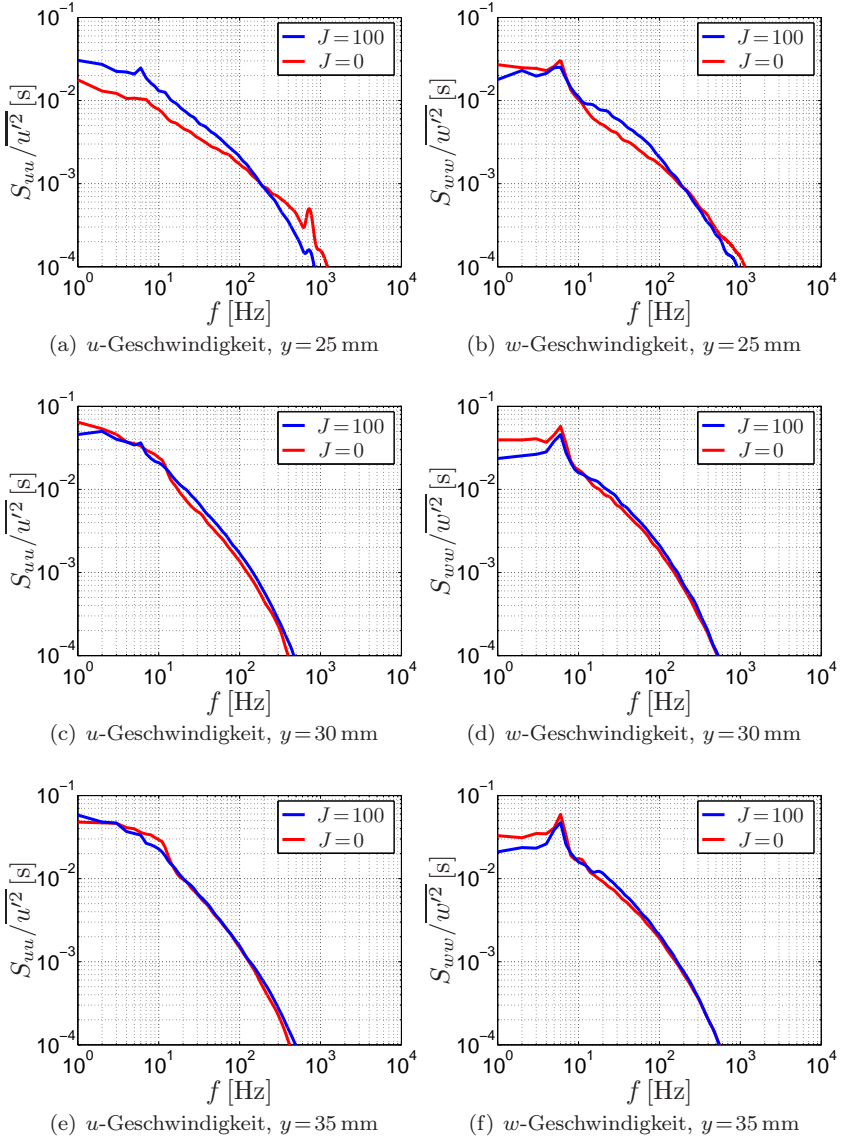


Abb. A.15: Turbulenzspektren,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $x = -55$  mm,  $z = 0$  mm (c)

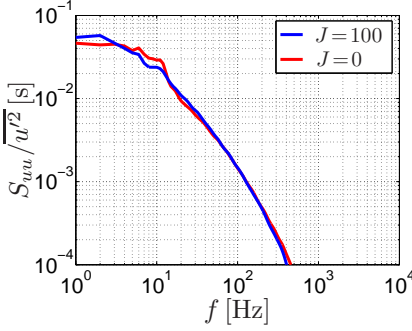
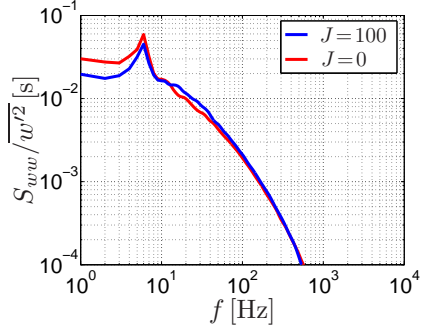
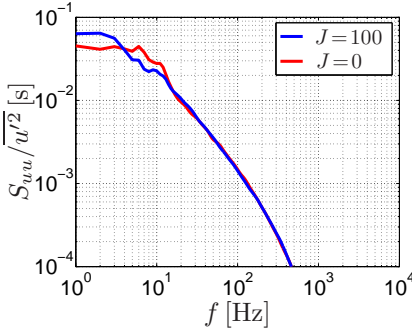
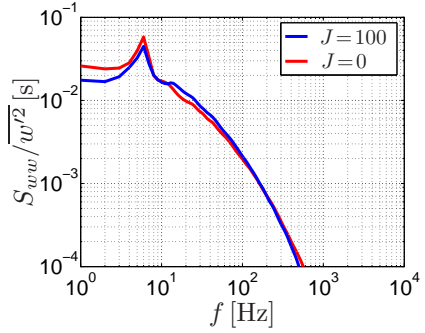
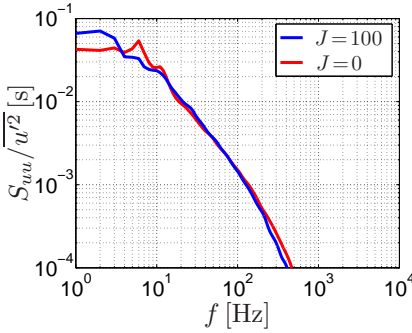
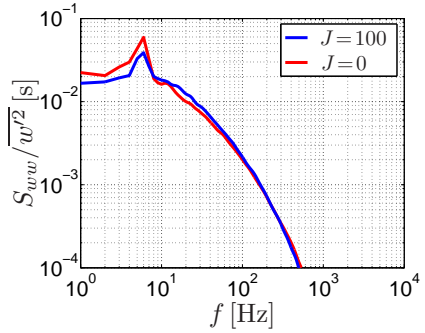

(a)  $u$ -Geschwindigkeit,  $y = 40$  mm

(b)  $w$ -Geschwindigkeit,  $y = 40$  mm

(c)  $u$ -Geschwindigkeit,  $y = 45$  mm

(d)  $w$ -Geschwindigkeit,  $y = 45$  mm

(e)  $u$ -Geschwindigkeit,  $y = 50$  mm

(f)  $w$ -Geschwindigkeit,  $y = 50$  mm

Abb. A.16: Turbulenzspektren,  $\dot{m} = 12$  g/s,  $x = -55$  mm,  $z = 0$  mm (d)



## Literaturverzeichnis

- [1] S. A. Ahmed und R. M. C. So. Characteristics of Air Jets Discharging Normally into a Swirling Crossflow. *AIAA Journal*, 25:429–435, März 1987.
- [2] H.-E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys und C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag Heidelberg, 2003.
- [3] P. Anacleto, E. Fernandes, M. Heitor und S. Shtork. Characterization of a Strong Swirling Flow with Precessing Vortex Core based on Measurements of Velocity and Local Pressure Fluctuations. *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal*, 2002.
- [4] J. D. Anderson. *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill Science Engineering, 1991.
- [5] P. E. Arratia und F. J. Muzzio. Planar Laser-Induced Fluorescence Method for Analysis of Mixing in Laminar Flows. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 43(20):6557–6568, 2004.
- [6] D. B. Bain, C. E. Smith, D. S. Liscinsky und J. D. Holdeman. Flow Coupling Effects in Jet-In-Crossflow Flowfields. *32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-2762, Lake Buena Vista, Florida, July 1-3*, 1996.
- [7] J. E. Bardina, P. G. Huang und T. J. Coakley. Turbulence Modeling, Validation, Testing and Development. Technischer Bericht, 1997.
- [8] F. Z. Batarseh, M. Gnirß, I. V. Roisman und C. Tropea. Aerodynamic Instability of a Spray Generated by an Airblast Atomizer. *ILASS Europe, Mugla, Turkey*, 2007.
- [9] F. Z. Batarseh, M. Gnirß, I. V. Roisman und C. Tropea. Fluctuations of a Spray Generated by an Airblast Atomizer. *Experiments in Fluids, submitted*, 2008.

- [10] J. Becker und C. Hassa. Experimental Investigation of Spatial and Temporal Aspects of the Liquid Fuel Placement in a Swirl Cup at Elevated Pressure. American Society of Mechanical Engineers (ASME), Editor, (*GT2004-53524*), *ASME Turbo Expo, Wien, 14.-17. Juni 2004*, 2004.
- [11] L. H. Benedict und R. D. Gould. Towards better Uncertainty Estimates for Turbulence Statistics. *Experiments in Fluids*, 22(2):129–136, Dezember 1996.
- [12] L. H. Benedict, H. Nobach und C. Tropea. Benchmark Tests for the Estimation of Power Spectra from LDA Signals. *9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 13-16, 1998, Lissabon, Portugal*, 1998.
- [13] T. B. Benjamin. Theory of the Vortex breakdown Phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics*, 14:593–629, 1962.
- [14] G. Berkooz, V. Holmes und J. L. Lumley. The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 25, 539-575*, 1993.
- [15] B. Böhm, J. Brübach, C. Ertem und A. Dreizler. Experiments for Combustion-LES Validation. *Flow, Turbulence and Combustion*, 80(4):507–529, Juni 2008.
- [16] B. Böhm, A. Dreizler, M. Gnirss, C. Tropea, J. Findeisen und H.-P. Schiffer. Experimental Investigation of Turbulence Structure in a Three-Nozzle Combustor. *ASME Turbo Expo, GT2007-27111, Montreal, Kanada*, 2007.
- [17] B. Böhm, J. Findeisen, A. Dreizler und D. K. Hennecke. Untersuchung der Turbulenzstruktur einer verdrahten Brennkammerströmung. *GALA, Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, 12. Fachtagung, 7.-9. September 2004, Karlsruhe*, 2004.
- [18] M. Blomeyer. *Entwicklung von Auslegungskriterien für die Mischzone einer luftgestuften Gasturbinen-Ringbrennkammer*. Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 1999.
- [19] M. Blomeyer, B. Krautkremer, D. K. Hennecke und T. Doerr. Mixing Zone Optimization of a Rich-Burn/Quick-Mix/Lean-Burn Combustor. *Journal of Propulsion and Power* 1999, 15(2):288–295, 1999.

- [20] G. E. P. Box und M. E. Muller. A Note on the Generation of Random Normal Deviates. *The Annals of Mathematical Statistics*, 29(2):610–611, 1958.
- [21] J. E. Broadwell und R. E. Breidenthal. Structure and Mixing of a Transverse Jet in Incompressible Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Seiten 405–412, 1984.
- [22] R. A. Bryant, J. M. Donbar und J. F. Driscoll. Acetone Laser Induced Fluorescence for Low Pressure/Low Temperature Flow Visualization. *Experiments in Fluids*, 28(5):471–476, Mai 2000.
- [23] M. Carl, T. Behrendt, C. Fleing, M. Frodermann, J. Heinze, C. Hassa, U. Meier, D. Wolff-Gaßmann, S. Hohmann und N. Zarzalis. Experimental and Numerical Investigation of a Planar Combustor Sector at Realistic Operating Conditions. *Transactions of the ASME - A - Engineering for Gas Turbines and Power*, 123(4):810 – 816, 2001.
- [24] R. C. Chanaud. Observations of Oscillatory Motion in Certain Swirling Flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 21:111–127, 1965.
- [25] L. Cortelezzi und A. R. Karagozian. On the Formation of the Counter-Rotating Vortex Pair in Transverse Jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 446:347–373, November 2001.
- [26] D. L. Daggett, S. T. Brown und Kawai R. T. Ultra-Efficient Engine Diameter Study. Technischer Bericht, Boeing Commercial Airplane Group, Mai 2003.
- [27] N. Damaschke. *Light Scattering Theories and Their Use for Single Particle Characterization*. Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2004.
- [28] M. Dameris, V. Grewe, I. Köhler, R. Sausen, C. Brühl, J.-U. Grooß und B. Steil. Impact of Aircraft NO<sub>x</sub> Emissions on Tropospheric and Stratospheric Ozone. Part II: 3-D Model Results. *Atmospheric Environment*, 32(18):3185–3199, September 1998.
- [29] P. V. Danckwerts. The Definition and Measurements of Some Characteristics of Mixtures. *Applied Scientific Research A3*, Seiten 279–296, 1952.

- [30] J. R. Dawson, A. J. Beale, N. Syred und T. O'Doherty. The Influence of Confinement Geometry on Spectral Characteristics and Bulk Mode Resonance in a Swirl Burner. *In 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, Juli 10-13, 2000.*
- [31] R. T. Dittrich. Discharge Coefficients for Combustor-Liner Air-Entry Holes II : Flush Rectangular Holes, Step louvers, and Scoops. Technischer Bericht, NACA-TN-3924, 1958.
- [32] R. T. Dittrich und C. C. Graves. Discharge Coefficients for Combustor-Liner Air-Entry Holes. Technischer Bericht, NACA-TN-3663, 1956.
- [33] T. Dörr. *Ein Beitrag zur Reduzierung des Stickoxydausstoßes von Gasturbinenbrennkammern - Die Optimierung der Fett-Mager-Stufenverbrennung.* Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 1995.
- [34] T. Dörr, M. Blomeyer und D. K. Hennecke. Optimization of Multiple Jets Mixing With a Confined Crossflow. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 119:315–321, April 1997.
- [35] F. Durst. *Grundlagen der Strömungsmechanik - Eine Einführung in die Theorie der Strömung von Fluiden.* Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [36] C. Duwig und L. Fuchs. Large Eddy Simulation of Vortex Breakdown/Flame Interaction. *Physics of Fluids*, 19(7), Juli 2007.
- [37] I. Ebrahimi und R. Kleine. Konzentrationsfelder in isothermen Luft-Freistrahlen. *Forschung im Ingenieurwesen*, 43(1):25–30, Januar 1977.
- [38] J. Eichler, B. Eppich und L. Dünkel. Die Strahlqualität von Lasern. *Laser Technik Journal, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim*, (2), 2004.
- [39] R. Everson, D. Manin, L. Sirovich und M. Winter. Quantification of Mixing and Mixing Rate from Experimental Observations. *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1995.
- [40] J. H. Faler und S. Leibovich. Disrupted States of Vortex Flow and Vortex Breakdown. *Physics of Fluids*, 20:1385–1400, September 1977.

- [41] E. C. Fernandes, M. V. Heitor und S. I. Shtork. An Analysis of Unsteady Highly Turbulent Swirling Flow in a Model Vortex Combustor. *Experiments in Fluids*, 40(2):177–187, Februar 2006.
- [42] J. Findeisen. *Strömung und Mischung in einem Gasturbinen-Brennkammermodell*. Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [43] J. Findeisen, M. Gnirß, N. Damaschke, C. Tropea und H.-P. Schiffer. 2D-Concentration Measurements Based on Mie Scattering using a Commercial PIV system. *6th Int. Symposium on Particle Image Velocimetry, Pasadena, USA*, 2005.
- [44] J. Findeisen und H.-P. Schiffer. Experimental Investigation of Flow and Mixing in a Gas Turbine Combustor Model. *International Symposium On Air Breathing Engines (ISABE), Sept. 2-9 2007, Peking, China*, 2007.
- [45] M. Freitag und M. Klein. Direct Numerical Simulation of a Recirculating, Swirling Flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75(1):51–66, Dezember 2005.
- [46] T. F. Fric. Effects of Fuel-Air Unmixedness on NOx Emission. *Journal of Propulsion and Power*, 9 No.5:708, 1993.
- [47] T. F. Fric und A. Roshko. Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 279:1 ff., April 2006.
- [48] M. Garcia-Villalba, J. Fröhlich und W. Rodi. Identification and Analysis of Coherent Structures in the Near Field of a Turbulent Unconfined Annular Swirling Jet using Large Eddy Simulation. *Physics of Fluids*, 18(5), Mai 2006.
- [49] I. S. Gartshore. Recent work in Swirling Incompressible Flow. Technischer Bericht, Report LR-343, NRC. no. 6968, National Research Council of Canada, 1962.
- [50] M. Gnirß, J. Findeisen, N. Damaschke, C. Tropea und H.-P. Schiffer. Experimental Investigation of Coherent Flow Structures in a Gas-Turbine Combustor Model. *5th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Dubrovnik, Kroatien, September 25-29*, 2006.

- [51] M. Gnirß und C. Tropea. Simultaneous PIV and Concentration Measurements in a Gas-Turbine Combustor Model. *7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, 11-14 September, 2007, Rom, Italien, 2007.*
- [52] M. Gnirß und C. Tropea. Simultaneous PIV and Concentration Measurements in a Gas-Turbine Combustor Model. *Experiments in Fluids*, 45(4):643–656, 2008.
- [53] P. Griebel. *Untersuchung zur schadstoffarmen, atmosphärischen Verbrennung in einem Fett-Mager-Brennkammersektor für Flugtriebwerke.* Ph.D. Thesis, 1997.
- [54] P. Griebel, M. Fischer, C. Hassa, E. Magens, H. Nannen, A. Winandy, A. Chrystostomou, U. Meier und W. Stricker. Experimental Investigation of an Atmospheric Rectangular Rich Quench Lean Combustor Sector for Aeroengines. ASME The American Society of Mechanical Engineers, Editor, *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Orlando, 2. - 5. Juni 1997*, Seiten 1 – 8. ASME Technical Publishing Department, 1997.
- [55] A. K. Gupta, D. G. Lilley und N. Syred. *Swirl Flows.* Tunbridge Wells, Kent, England, Abacus Press, 1984, 488 p., 1984.
- [56] E. Gutmark und C.-M. Ho. Preferred Modes and the Spreading Rates of Jets. *Physics of Fluids*, 26:2932–2938, Oktober 1983.
- [57] H. G. Hall. A new approach to Vortex Breakdown. *Proc Heat Transfer Fluid Mech, Stanford Univ. Press*, Seiten 319–340, 1967.
- [58] C. Hassa, J. Koopman, M. Fischer, L. Wehr, G. Stockhausen, M. Jarius, C. Willert, I. Röhle und J. Becker. Measurement of the Reacting Flow in a Generic Sector Combustor for RANS and LES Validation. Technische Universität Darmstadt Institut für Energie und Kraftwerksrtechnik, Editor, *Workshop on Quality Assessment of Unsteady Methods for Turbulent Combustion Prediction and Validation*, Nummer 4.3, Seiten 1 – 4. Technische Universität Darmstadt, 06 2005.
- [59] E. F. Hasselbrink und M. G. Mungal. Transverse Jets and Jet Flames - Part I: Scaling Laws for Strong Transverse Jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 443:1–25, 2001.

- [60] D. K. Hennecke und K. Wörrlein. *Flugantriebe*. Technische Universität Darmstadt, 1992.
- [61] E. Hering und R. Rolf Martin, Editoren. *Photonik - Grundlagen, Technologie und Anwendung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [62] R. F. Huang und J. Lan. Characteristic Modes and Evolution Processes of Shear-Layer Vortices in an Elevated Transverse Jet. *Physics of Fluids*, 17(3), 2005.
- [63] International Air Transport Association (IATA). *Monthly Traffic Analysis - May 2008*. International Air Transport Association (IATA), Mai 2008.
- [64] International Civil Aviation Organization (ICAO). ICAO Environmental Report 2007. Technischer Bericht, ICAO, 2007.
- [65] B. Janus, A. Dreizler und J. Janicka. Experimental Study on Stabilization of Lifted Swirl Flames in a Model GT Combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75(1):293–315, Dezember 2005.
- [66] B. Jähne. *Digitale Bildverarbeitung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [67] F. Joos. *Technische Verbrennung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006.
- [68] K. S. Kaddah. Discharge Coefficients and Jet Deflection Angles in Combustor Liner Air Entry Holes. Master’s thesis, College of Aeronautics, Cranfield, England, 1964.
- [69] D. Kalantari und C. Tropea. Considerations for High Resolution Laser Doppler Measurements in very Small Circular Tubes. *Measurement Science and Technology*, 16:2344–2350, 2005.
- [70] A. R. Karagozian. An Analytical Model for the Vorticity associated with a Transverse Jet. *AIAA Journal* 1986 0001-1452, 24(3):429–436, 1986.
- [71] R. M. Kelso, T. T. Lim und A. E. Perry. An Experimental Study of Round Jets in Cross-Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 306:111–144, 1996.

- [72] B. Kniesner. *Ein hybrides LES/RANS-Verfahren für konjugierte Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung mit Relevanz zu Brennkammerkonfigurationen*. Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [73] B. Kniesner, G. Kadavelil, M. Gnirss, S. Jakirlic und C. Tropea. Experimental and Computational Investigations of Flow in a Single-Annular Combustor Configuration. *7th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements - ETMM7, Limassol, Zypern, 4-6 June, 2008*.
- [74] B. Krautkremer. *Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Gasturbinen-Brennkammerströmung*. Ph.D. Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [75] B. Krautkremer, O. Haag und D. K. Hennecke. Experimental Investigation of Secondary Air Injection in a Swirling Flow. *Proc. 15th Int. Symposium Air Breathing Engines, 2001*.
- [76] R. Kurosawa, K. Hishida und M. Maeda. Combined Measurement of LIF and ILIDS for Vapor Concentration and Droplets Size and Velocity in a Spray. *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 8-11, 1998, Lissabon, Portugal, 2002*.
- [77] A. H. Lefebvre. *Gas Turbine Combustion*. Hemisphere Publishing Cooperation, New York Washington Philadelphia London, 1984.
- [78] S. Leibovich. The Structure of Vortex Breakdown. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 10(1):221–246, 1978.
- [79] S. Leibovich. Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension. *AIAA Journal*, (22):1192–1206, 1983.
- [80] W. Leuckel. Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices. *International Flame Research Foundation (IFRF), Ijmuiden, 1967*.
- [81] D. G. Lilley. Lateral Jet Injection into typical Combustor Flowfields. Technischer Bericht, NASA CR-3997, Juli 1986.
- [82] T. T. Lim, T. H. New und S. C. Luo. On the Development of Large-Scale Structures of a Jet Normal to a Cross Flow. *Physics of Fluids*, 13(3):770–775, 2001.



- [83] D. S. Liscinsky und B. True. Enhanced Mixing in a Rectangular Duct. Technischer Bericht, 2003.
- [84] D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman. Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct. *Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA-93-2037, Monterey, California, USA, June 28-30, Juni 1993.*
- [85] D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman. Mixing Characteristics of Directly Opposed Rows of Jets Injected Normal to a Crossflow in a Rectangular Duct. *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-94-0217, Reno, Nevada, January 10-13, 1994.*
- [86] D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman. Effects of Initial Conditions on a Single Jet in Crossflow. *31st Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA-95-2998, San Diego, California, USA, July 10-12, 1995.*
- [87] D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman. Crossflow mixing of noncircular jets. *Journal of Propulsion and Power*, 12(2):225–230, 1996.
- [88] D. S. Liscinsky, B. True und J. D. Holdeman. Effects of Inlet Flow Conditions on Crossflow Jet Mixing. *32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-96-2881, Lake Buena Vista, Florida, USA July 1-3, 1996.*
- [89] D. S. Liscinsky, A. Vranos und Lohmann R. P. Experimental Study of Cross Flow Mixing in Cylindrical and Rectangular Ducts. Technischer Bericht, April 1993.
- [90] O. Lucca-Negro und T. O'Doherty. Vortex Breakdown: A Review. *Progress in Energy and Combustion Science*, 27(4):431–481, 2001.
- [91] H. Ludwig. Vortex Breakdown. Technischer Bericht, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbereich DLR FB, 1970.
- [92] R. J. Margason, N. Z. Ince und M. A. Leschziner, Editoren. *Fifty Years of Jet in Cross Flow Research*, November 1993.
- [93] W. T. Mayo, M. T. Shay und S. Riter. The Development of New Digital Data Processing Techniques for Turbulence Measurements with a Laser Velocimeter. Technischer Bericht, AEDC-TR-74-53, 1974.

- [94] H. M. McMahon, D. D. Hester und J. G. Palfery. Vortex Shedding from a Turbulent Jet in a Cross-Wind. *Journal of Fluid Mechanics*, 48:73 ff., März 1971.
- [95] F. R. Menter. Zonal Two Equation  $k\text{-}\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows. *AIAA Paper 93-2906*, 1993.
- [96] K. E. Meyer, D. J. Cavar und M. Pedersen. POD as Tool for Comparison of PIV and LES Data. *7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Rom, 11-14 September, 2007*.
- [97] K. E. Meyer, J. M. Pedersen und O. Özcan. A Turbulent Jet in Crossflow analysed with Proper Orthogonal Decomposition. *Journal of Fluid Mechanics*, 583:199 ff., Juli 2007.
- [98] T. R. Meyer, S. Roy, S. P. Gogineni, V. M. Belovich, E. Cororan und J. R. Gord. OH PLIF and Soot Volume Fraction Imaging in the Reaction Zone of a Liquid-Fueled Model Gas-Turbine Combustor. *ASME Turbo Expo 2004 Power for Land, Sea, and Air*, 2004.
- [99] S. Muppidi und K. Mahesh. Study of Trajectories of Jets in Cross-flow using Direct Numerical Simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 530:81–100, Mai 2005.
- [100] H. Nakayama, M. Hirota, T. Niimi, I. Takeuchi und S. Koide. Measurement of Turbulent Mixing in Counter-Flow Type T-junction with PIV and PLIF. *7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, 11-14 September, 2007, Rom, Italien, 2007*.
- [101] H. Nobach. Local Time Estimation for the Slotted Correlation Function of Randomly Sampled LDA Data. *Experiments in Fluids*, 32(3):337–345, März 2002.
- [102] H. Nobach und E. Bodenschatz. Limitations of Accuracy in PIV due to Individual Variations of Particle Image Intensities. *7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, September 11-14, 2007, Rom, Italien, 2007*.
- [103] H. Nobach, E. Müller und C. Tropea. Correlation Estimator for Two-channel, Non-coincidence Laser-Doppler-Anemometer. *9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 13-16, 1998, Lissabon, Portugal, 1998*.

- [104] H. Nobach, E. Müller und C. Tropea. Efficient Estimation of Power Spectral Density from Laser Doppler Anemometer data. *Experiments in Fluids*, 24(5):499–509, Mai 1998.
- [105] H. Nobach und C. Tropea. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Kapitel Fundamentals of Data Processing, Seiten 1399–1417. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [106] V. L. Oechsle, H. C. Mongia und J. D. Holdeman. An Analytical Study of Dilution Jet Mixing in a Cylindrical Duct. *29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA-93-2043, Monterey, California, USA, Juni 28-30*, 1993.
- [107] L. H. Ong und D. G. Lilley. Measurements of a Single Lateral Jet Injected Into Swirling Crossflow. Technischer Bericht, NASA CR-175040, Januar 1986.
- [108] J. Papaspyros, E. Kastrinakis und S. Nychas. Coherent Contribution to Turbulent Mixing of a Jet in Cross Flow. *Applied Scientific Research*, 57(3):291–307, September 1996.
- [109] S. Peterson und M. W. Plesniak. Short-Hole Jet-in-Crossflow Velocity Field and its Relationship to Film-Cooling Performance. *Experiments in Fluids*, 33(6):889–898, Dezember 2002.
- [110] M. W. Plesniak und D. M. Cusano. Scaler Mixing in a Confined Rectangular Jet in Crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 523:1–45, 2005.
- [111] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley und J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [112] D. Rist. *Dynamik realer Gase*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1995.
- [113] J. S. Sabnis. Emission and Noise - Next Frontier for Aircraft Engine Technologies. *AIAA/AAAF Aircraft Noise and Emissions Reduction Symposium*, 2005.
- [114] B. Sahin, N. A. Öztürk und H. Akilli. Horseshoe Vortex System in the Vicinity of the Vertical Cylinder mounted on a Flat Plate. *Flow Measurement and Instrumentation*, 18(2):57–68, April 2007.
- [115] T. Sarpkaya. On Stationary and Travelling Vortex Breakdowns. *Journal of Fluid Mechanics*, 45:545–559, 1971.

- [116] T. Sarpkaya. Vortex Breakdown in Swirling Conical Flows. *AIAA Journal* 0001-1452, 9:1792–1799, 1971.
- [117] A. Schroeder und C. E. Willert, Editoren. *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [118] U. Schumann. The Impact of Nitrogen Oxides Emissions from Aircraft upon the Atmosphere at Flight Altitudes - Results from the AERONOX Project. *Atmospheric environment*, 31:1723–1733, 1997.
- [119] U. Schumann. Effects of Aircraft Emissions on Ozone, Cirrus Clouds, and Global Climate. *Air & Space Europe*, 2(3):29–33, 2000.
- [120] R. M. C. So und S. A. Ahmed. Helium Jets Discharging Normally into a Swirling Air Flow. *Experiments in Fluids*, 5(4):255–262, Juli 1987.
- [121] J. Spurk. *Strömungslehre - Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1989.
- [122] H. B. Squire. Analysis of the vortex breakdown phenomenon (Part I). Technischer Bericht, Department Report no. 102, Imperial College of Science and Technology Aeronautics, 1960.
- [123] H. L. Toor. Intensity of Segregation revisited. *AIChE Journal*, 43(1):263–264, 1997.
- [124] M. J. Tummers und D. M. Passchier. Spectral Analysis of Biased LDA Data. *Measurement Science and Technology*, 12:1641–1650, Oktober 2001.
- [125] H. R. E. van Maanen und L. H. Nobach, N. and Benedict. Improved Estimator for the Slotted Autocorrelation Function of Randomly Sampled LDA Data. *Measurement Science and Technology*, 10, 1999.
- [126] H. R. E. van Maanen und M. J. Tummers. Estimation of the Auto Correlation Function of Turbulent Velocity Fluctuations using the Slotting Technique with Local Normalisation. *9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 13-16, 1998, Lissabon, Portugal*, 1998.

- [127] S. P. Vanka, G. Luo und C. M. Winkler. Numerical Study of Scalar Mixing in Curved Channels at Low Reynolds Numbers. *AIChE Journal*, 50(10):2359–2368, 2004.
- [128] P. Voigt. *Entwicklung und Einsatz eines Laserlichtschnittverfahrens zur quantitativen Konzentrationsmessung bei Mischungsprozessen*. Ph.D. Thesis, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Antriebstechnik DLR, Köln, 1999.
- [129] P. Voigt, R. Schodl und P. Griebel. Using the Laser Light Sheet Technique in Combustion Research. *90th Symp. of AGARD-PEP on Advanced Non-intrusive Instrumentation for Propulsion Engines*, 1997.
- [130] B. Vonnegut. A Vortex Whistle. *Acoustical Society of America Journal*, 26:18 ff., 1954.
- [131] A. Vranos, D. S. Liscinsky, B. True, J. D. Holdeman, S. T. Imlay, D. W. Roberts und M. Soetrisno, Editoren. *Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Cylindrical Duct*, Juni 1991.
- [132] J. Warnatz und U. Maas. *Technische Verbrennung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1993.
- [133] J. Warnatz, U. Maas und R. W. Dibble. *Verbrennung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1996.
- [134] P. Weigand, W. Meier, X.R. Duan, W. Stricker und M. Aigner. Investigations of Swirl Flames in a Gas Turbine Model Combustor: I. Flow Field, Structures, Temperature, and Species Distributions. *Combustion and Flame*, 144(1-2):205–224, Januar 2006.
- [135] J. Westerweel. *Digital Particle Image Velocimetry - Theory and Application*. Ph.D. Thesis, Delft University, 1993.
- [136] J.-Z. Wu, H.-Y. Ma und J. Z. Zhou. *Vorticity and Vortex Dynamics*. Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [137] C. G. Yam, K. D. Marx, J. Y. Chen und C. P. Chou. Numerical Study of Flickering Frequency and Emission Index of a Methane Diffusion Flame for Varying Gravitational Force. *Fall meeting of the Western States Section of the Combustion Institute, Stanford, California, USA*, 1995.



# Lebenslauf

## Dipl.-Ing. Markus Gnirß

Geburtsdatum	23. August 1976
Geburtsort	Weinheim
Familienstand	ledig
Staatsbürgerschaft	Deutsch
Adresse	Gunterstraße 11 69469 Weinheim



## Schulbildung

1982–1986	Friedrichgrundschule / Weinheim
1986–1996	Werner-Heisenberg-Gymnasium / Weinheim
Juni 1996	Abitur

## Zivildienst

1996–1997	Altenzentrum Bodelschwingh-Heim / Weinheim
-----------	--

## Studium

1997–2004	Diplomstudiengang Maschinenbau an der Technischen Universität Darmstadt
Januar 2004	Diplom: Dipl.-Ing. Fachrichtung Maschinenbau
konstr. Entwurf	Aufbau und Inbetriebnahme eines Zerstäubungsprüfstands
Studienarbeit	Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs in einem Kühlkanal mit Rippen
Diplomarbeit	Adaption der Laser-Doppler-Technik zur Charakterisierung der Innenströmung von Runddüsen

## Berufsweg

2004–2008	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der Technischen Universität Darmstadt
-----------	---